



Etude de la Diffusion Compton Profondément Virtuelle sur le Nucléon avec le Détecteur CLAS de Jefferson Lab : Mesure des Sections Efficaces polarisées et non polarisées

Hyon-Suk Jo

► To cite this version:

Hyon-Suk Jo. Etude de la Diffusion Compton Profondément Virtuelle sur le Nucléon avec le Détecteur CLAS de Jefferson Lab : Mesure des Sections Efficaces polarisées et non polarisées. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. Français. NNT : . tel-00192414

HAL Id: tel-00192414

<https://theses.hal.science/tel-00192414>

Submitted on 27 Nov 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI
INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE D'ORSAY
École Doctorale : Rayonnements et Environnement

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Physique Nucléaire

présentée par

Hyon-Suk JO

pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences
de l'Université Paris-Sud XI, Orsay

Sujet :

**Etude de la Diffusion Compton Profondément Virtuelle
sur le Nucléon avec le Détecteur CLAS de Jefferson
Lab : Mesure des Sections Efficaces polarisées et non
polarisées**

Soutenue publiquement le 14 mars 2007
devant le jury composé de :

M. E. Augé	Président
M. J.-P. Didelez	Directeur de Thèse
M. M. Garçon	Rapporteur
M. M. Guidal	Examineur
M. D. Ryckbosch	Rapporteur
M. M. Vanderhaeghen	Examineur

Remerciements

Je voudrais d'abord remercier Dominique Guillemaud-Mueller et Bernard Berthier, respectivement directrice du laboratoire et directeur de la division de recherche (et également de l'école doctorale) pour m'avoir chaleureusement accueilli au sein de l'IPN d'Orsay.

Je remercie Jean-Pierre Didelez pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse, pour ses nombreux conseils et remarques sur ce manuscrit.

Je voudrais exprimer mon éternelle reconnaissance envers Michel Guidal pour m'avoir fait confiance tout au long de ces dernières années, pour tout ce qu'il m'a appris, la passion qu'il m'a transmise, la disponibilité et l'amitié avec lesquelles il m'a guidé tout au long de la thèse. Ce fut un immense privilège d'avoir été son étudiant.

J'adresse mes remerciements chaleureux et mon amitié à Silvia Niccolai qui a co-encadré mon travail au cours de la partie analyse de la thèse et avec qui j'ai eu un immense plaisir à travailler.

Je voudrais remercier Etienne Augé pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse, pour sa lecture attentive de ce manuscrit et ses nombreuses remarques.

Je remercie très chaleureusement Michel Garçon et Dirk Ryckbosch pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse malgré leurs emplois du temps très chargés, pour leurs précieuses remarques qui ont permis d'améliorer le manuscrit. Je voudrais également témoigner de ma gratitude et de mon amitié envers Michel Garçon pour m'avoir fait bénéficier de ses connaissances et de son expérience au cours de mon travail. Je remercie Dirk Ryckbosch pour la confiance qu'il m'accorde en m'acceptant au sein de son groupe pour les prochaines années.

J'adresse mes sincères remerciements à Marc Vanderhaeghen pour m'avoir fait l'honneur de faire partie du jury et pour toutes ses contributions.

Je remercie toutes les personnes à l'IPN qui ont contribué à la conception et la construction du calorimètre électromagnétique DVCS, avec qui j'ai eu énormément de plaisir à travailler : les membres du service R&D Détection : en particulier Joël Pouthas, Emmanuel Rindel, Thomas Zerguerras et un remerciement spécial à Philippe Rosier ; les membres du Service Electronique Physique : en particulier Jean Le Bris et Emmanuel Raully ; et enfin les membres de l'atelier mécanique.

Je souhaite remercier tous les membres et ex-membres du groupe PHASE que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant ces dernières années : Jacques Arvieux, Louis Bimbot, Marouan El-Yakoubi, Lionel Fichen, Robert Frascaria, Eid Hourany, Ronald Kunne, Monique Lounay, Frank Maas, Dominique Marchand, Marcel Morlet, Saro Ong, Raymond Skowron, Jacques Van de Wiele, et plus particulièrement Sylvain Bouchigny, Cynthia Hadjidakis, Marion Mac Cormick et Steven Morrow. Bonne continuation dans leurs thèses à Ahmed et Brahim.

Mes remerciements vont ensuite à nos collègues du SPhN avec qui j'ai eu un immense plaisir à travailler : Jacques Ball, Rita De Masi, Diane Doré, François-Xavier Girod, Jean-Marc Laget et enfin Franck Sabatié pour ses nombreux conseils.

Je voudrais également remercier le reste de la communauté française que j'ai eu le plaisir de côtoyer à Jefferson Lab, et en particulier : Alexandre Camsonne, Carlos Muñoz Camacho, Malek Mazouz, Pierre-Yves Bertin, Catherine Ferdi et Eric Voutier.

Je remercie chaleureusement nos collègues de Jefferson Lab pour leur accueil et leur précieuse collaboration, et plus particulièrement : Volker Burkert, Latifa Elhouadrihi, Stepan Stepanyan, Harut Avagyan, Rustam Nyazov, et toutes les autres personnes non citées sans qui ce travail n'aurait été possible.

Je voudrais dédier ma thèse à tous mes proches, et plus spécialement à mes parents qui ont toujours été présents pour me soutenir, m'aider et m'encourager. Je ne les remercierai jamais assez pour tout ce qu'ils font pour moi. Merci à ma famille, à mes amis. Et finalement merci à Freija pour son soutien et sa patience durant les derniers mois de la thèse, et pour le bonheur qu'elle m'apporte.

Ces dernières années furent inoubliables : pleines d'enseignement, de rencontres enrichissantes, de découvertes de paysages nouveaux. Une véritable et passionnante aventure.

감사합니다

Table des matières

Remerciements	iii
Introduction	1
I Motivations physiques	3
1 La diffusion d'électrons : réactions inclusives et distributions de partons	7
1.1 Cinématique des réactions inclusives	7
1.2 Section efficace	8
1.3 Le modèle des partons	9
1.4 Fonctions de structure polarisées	11
1.5 Règles de somme	11
2 Les réactions exclusives et les distributions de partons généralisées	13
2.1 Cinématique des réactions exclusives	13
2.2 Le formalisme des distributions de partons généralisées (GPDs)	14
2.3 Lien avec les distributions de partons du DIS et règles de somme	16
2.4 Amplitude et section efficace du DVCS	19
3 Résultats expérimentaux récents	23
II L'accélérateur CEBAF et le détecteur CLAS de Jefferson Lab	29
1 L'accélérateur CEBAF	31
1.1 Injection du faisceau d'électrons	33
1.2 Accélération du faisceau	34
1.3 Distribution du faisceau dans les 3 Halls expérimentaux : Hall A, Hall B, Hall C	35

2	Le détecteur CLAS	37
2.1	Le champ magnétique toroïdal	39
2.2	Les chambres à dérive	41
2.3	Les scintillateurs de temps de vol	43
2.4	Les compteurs Čerenkov	45
2.5	Les calorimètres électromagnétiques	47
2.6	Le système de déclenchement	50
2.7	Le système d'acquisition	51
III	Un nouveau calorimètre électromagnétique complétant le détecteur CLAS et dédié à l'expérience DVCS	53
1	Conception et construction d'un calorimètre électromagnétique pour l'expérience DVCS	55
1.1	Nécessité d'une acceptance accrue	55
1.2	Gerbes électromagnétiques	57
1.3	Contraintes et cahier des charges	58
1.4	Description du calorimètre électromagnétique DVCS	59
1.5	Construction d'un aimant solénoïdal pour l'expérience DVCS	65
1.5.1	Confinement magnétique des électrons Møller	65
1.5.2	Les avantages du nouvel aimant solénoïdal	65
1.6	Un prototype pour le calorimètre électromagnétique DVCS	66
2	Simulation avec GEANT du calorimètre électromagnétique DVCS	67
2.1	Le rôle de la simulation	67
2.2	GEANT, le programme de simulation de la physique subatomique	67
2.3	Implantation de la géométrie du calorimètre électromagnétique DVCS dans GSIM, le programme de simulation GEANT de CLAS	68
2.3.1	Définition et placement des volumes dans GSIM	68
2.3.2	La géométrie du calorimètre définie de façon analytique	71
2.3.3	Résultats de l'implantation	79
2.3.4	Recouvrement de volumes et priorités	80
2.3.5	Simulation d'une gerbe électromagnétique	83
2.4	Simulation du bruit de fond Møller	84
2.4.1	Illustration du rôle de l'aimant solénoïdal entourant la cible	85
2.4.2	Conception à l'aide de la simulation d'un blindage visant à piéger les électrons Møller	85
2.4.3	Optimisation de la distance cible-calorimètre pour l'expérience DVCS	89
2.5	Implantation d'éléments additionnels de la géométrie du calorimètre électromagnétique DVCS et étude des effets sur la précision de la simulation	94

IV	Prise des données et étalonnage des détecteurs	99
1	Prise des données de l'expérience DVCS	101
1.1	Déroulement de l'expérience	101
1.2	Etalonnage, base de données et réduction des données brutes	103
1.2.1	La base de données	104
1.2.2	Réduction des données brutes	104
2	Etalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques du détecteur CLAS	105
2.1	Présentation de la méthode	105
2.2	Utilisation de nouveaux TDCs " <i>multihit pipeline</i> " pour l'expérience DVCS	107
2.2.1	Deux types de TDCs : " <i>single hit</i> " et " <i>multihit pipeline</i> "	107
2.2.2	Les banques d'information 'EC' et 'ECT'	108
2.2.3	Etude de multiplicité des nouveaux TDCs	110
2.2.4	Validation de l'étalonnage avec les nouveaux TDCs " <i>multihit pipeline</i> "	111
2.2.5	Modification du code de reconstruction	113
2.2.6	Application des étalonnages à l'ensemble des enregistrements de production	114
2.3	Modification du code d'étalonnage	117
2.3.1	Correction d'un problème de dégradation de la résolution	117
2.3.2	Application des nouveaux étalonnages effectués avec le code corrigé à l'ensemble des enregistrements de production	123
V	Analyse des données	125
1	Sélection des événements $ep \rightarrow ep\gamma$	129
1.1	Le programme de réduction des données	129
1.2	Identification des particules	130
1.2.1	Identification de l'électron diffusé	130
1.2.2	Identification du proton de recul	136
1.2.3	Identification du photon émis	139
1.3	Corrections en impulsion	142
1.4	Sélection du canal $ep \rightarrow ep\gamma$	143
2	Extraction de la section efficace $ep \rightarrow ep\gamma$	147
2.1	Cinématique de la réaction DVCS	147
2.2	Domaine cinématique couvert et choix du <i>binning</i>	147
2.3	Section efficace différentielle $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dtd\Phi}$ et méthode de normalisation	151
2.4	Détermination de l'acceptance à l'aide de la simulation	151
2.4.1	Description de la simulation	152
2.4.2	Comparaison des données simulées aux données expérimentales	156

2.4.3	Calcul de l'acceptance par la méthode “ <i>bin par bin</i> ”	161
2.5	Détermination des efficacités de détection des compteurs Čerenkov et des calorimètres électromagnétiques de CLAS	170
2.5.1	Détermination de l'efficacité de détection des compteurs Čerenkov	170
2.5.2	Détermination de l'efficacité de détection des calorimètres électromagnétiques	172
2.6	Soustraction du bruit de fond provenant du canal $ep \rightarrow ep\pi^0$	173
2.6.1	Présentation de la méthode	173
2.6.2	Sélection des événements $ep \rightarrow ep\pi^0 \rightarrow ep\gamma\gamma$	174
2.6.3	Calcul du rapport $\frac{Acc_{\pi^0}^{1\gamma}}{Acc_{\pi^0}^{2\gamma}}$ à l'aide de la simulation	175
2.6.4	Calcul du taux de contamination	176
2.7	Détermination de la luminosité intégrée	183
2.7.1	Mesure de la charge intégrée	183
2.7.2	Calcul de la luminosité intégrée	185
2.8	Corrections radiatives	186
2.9	Correction d'hypervolume de <i>bin</i>	190
2.10	Estimation des erreurs	196
2.10.1	Erreurs statistiques	196
2.10.2	Erreurs systématiques	196
2.11	Extraction de la section efficace quadri-différentielle $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$	197
2.12	Vérifications	208
2.13	Extraction de la différence des sections efficaces polarisées	217

VI Interprétation des résultats 221

1 Comparaison des sections efficaces non polarisées au processus Bethe-Heitler 225

2 Comparaison des résultats aux prédictions du modèle VGG 233

2.1	Paramétrisation des GPDs	233
2.1.1	Les Doubles Distributions	233
2.1.2	Dépendance en t	234
2.1.3	Le D -term	235
2.2	Comparaison des sections efficaces non polarisées et de la différence des sections efficaces polarisées aux prédictions du modèle VGG	236

3 Comparaison des résultats aux données existantes 241

Conclusions 245

Bibliographie 247

Introduction

La diffusion Compton est un des processus les plus élémentaires de la physique et consiste en la diffusion de lumière cohérente sur un objet. En analysant les distributions angulaires et en énergie de la lumière diffusée, on obtient une information sur la structure et la forme de l'objet sondé : par exemple, l'existence ou non de constituants internes, les éventuelles distributions spatiales ou en impulsion de ces derniers, etc...

Ce genre de diffusion pour sonder un objet peut certainement être fait avec d'autres particules incidentes mais l'avantage de la lumière (sous forme d'onde ou de particules) est sa nature électromagnétique, qui la fait interagir avec la matière via la théorie la plus précise que nous connaissons aujourd'hui, l'électrodynamique quantique (QED), à son niveau le plus fondamental.

La longueur d'onde (inversement proportionnelle à l'énergie) de la lumière incidente doit correspondre à la taille de l'objet étudié afin de sonder sa structure interne. Au fil du temps, la diffusion de la lumière a été utilisée pour sonder des objets de taille de plus en plus petite (en utilisant par conséquent, des énergies de plus en plus importantes). Ainsi, pour étudier la structure en quarks et gluons (les partons) du nucléon, il faut disposer de faisceaux incidents de l'échelle du GeV afin de sonder des distances de l'ordre du fermi. Pour la première fois, grâce à l'avènement récent d'accélérateurs de leptons (qui permettent de produire des faisceaux de photons "virtuels") de plusieurs GeVs et de haute intensité (plus les objets à sonder sont petits, plus leur section efficace de réaction est faible), il devient possible d'étudier expérimentalement la diffusion Compton au niveau le plus petit de l'échelle de la matière : au niveau des quarks et gluons, les constituants du nucléon. A ce niveau, le processus est appelé traditionnellement la "Diffusion Compton Profondément Virtuelle" ou "*Deeply Virtual Compton Scattering*" (DVCS) en anglais, ce dernier terme et acronyme que nous reprendrons régulièrement par la suite. Le terme "virtuel" réfère au fait que le photon incident est rayonné à partir d'un lepton, et qu'il n'existe que pendant le bref instant de l'interaction avec le nucléon sondé et qui présente l'intérêt de pouvoir varier son impulsion indépendamment de son énergie.

En parallèle à ces développements expérimentaux, est apparu, il y a seulement une dizaine d'année, le formalisme théorique qui permet d'interpréter, dans le cadre de la Chromo-Dynamique Quantique (*Quantum Chromo-Dynamics* ou QCD), la théorie fondamentale gouvernant l'interaction des quarks et gluons, cette réaction au niveau partonique, à travers le concept de Distributions de Partons Généralisées ("*Generalized Parton Distributions*" ou GPDs).

L'expérience e1-DVCS, qui se propose d'étudier la Diffusion Compton Profondément Virtuelle sur le proton, s'est déroulée de mars à mai 2005 en utilisant le faisceau d'électrons de l'accélérateur CEBAF et le détecteur CLAS de Jefferson Lab (JLab). Elle a nécessité la conception et la construction d'un calorimètre électromagnétique compact et d'un solénoïde. Le nouveau calorimètre est constitué de 424 cristaux de tungstate de plomb (PbWO_4) associés à des photo-diodes à avalanche (APDs). L'expérience e1-DVCS a permis pour la première fois au monde l'utilisation sous faisceau d'un tel détecteur, associant ces deux éléments.

J'ai débuté mes travaux de thèse, dans le cadre de l'expérience e1-DVCS, en 2003. J'ai participé à la préparation de l'expérience en contribuant notamment au développement du programme de simulation Monte Carlo de la collaboration CLAS et en réalisant des études de simulation. J'ai également participé au montage du nouveau calorimètre électromagnétique dédié à l'expérience, ainsi qu'aux tests de l'électronique associée. Après la prise de données, j'ai effectué l'étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques de CLAS. Une fois les données acquises réduites, j'ai réalisé une analyse dont l'objectif a été l'extraction des sections efficaces quadri-différentielles de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$.

Ce manuscrit s'organise de la manière suivante :

- La première partie dévoile le contexte théorique de cette expérience en introduisant les Distributions de Partons Généralisées (GPDs) et expose les récents résultats expérimentaux.
- La deuxième partie donne une description de l'accélérateur d'électrons CEBAF et des différents sous-systèmes du détecteur CLAS de Jefferson Lab.
- La troisième partie présente le nouveau calorimètre électromagnétique dédié à l'expérience e1-DVCS et décrit la manière dont j'ai réalisé l'implantation de sa géométrie dans le programme de simulation de la collaboration CLAS, ainsi que les travaux de simulations qui m'ont permis de contribuer à l'optimisation des conditions de l'expérience (distance cible-calorimètre, conception d'un blindage).
- La quatrième partie décrit brièvement la prise des données de l'expérience e1-DVCS et expose le travail que j'ai effectué sur l'étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques de CLAS.
- La cinquième partie constitue la description des différentes étapes de l'analyse de données que j'ai réalisée dans le but d'extraire les sections efficaces quadri-différentielles de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$.
- La sixième partie fournit l'interprétation (préliminaire) des résultats obtenus.

Première partie

Motivations physiques

Dans cette partie, fortement inspirée des références [1] et [2], nous allons présenter les concepts et les notions de base de la diffusion d'électrons et des distributions de partons (à travers la description du processus de diffusion profondément inélastique) ainsi que le formalisme théorique général du DVCS et des GPDs. Nous mentionnerons également les problèmes assortis à l'extraction des GPDs et décrirons une manière (parmi d'autres, mais celle qui nous servira de référence dans l'interprétation de nos résultats) de modéliser ces GPDs. Nous finirons cette partie par une rapide revue de la situation expérimentale actuelle.

Chapitre 1

La diffusion d'électrons : réactions inclusives et distributions de partons

1.1 Cinématique des réactions inclusives

Les expériences de diffusion profondément inélastique (DIS pour *Deep Inelastic Scattering*) menées au SLAC à la fin des années 1960 ont joué un rôle fondamental dans l'élaboration du modèle des partons (qui sera l'objet de la section 1.3). Nous décrivons ici la diffusion profondément inélastique d'un électron sur le proton, illustrée par la figure 1.1, correspondant à la réaction $ep \rightarrow e'X$. Le photon virtuel γ^* émis par l'électron est absorbé par le proton et l'état hadronique en résultant est nommé X . Au cours de l'expérience, on détecte uniquement l'électron diffusé. On parle alors de réaction *inclusive* car l'état hadronique final X n'est pas déterminé.

Dans le référentiel du laboratoire (dans lequel le proton se trouve au repos), on définit les variables suivantes pour décrire la réaction :

- p : la quadri-impulsion du proton,
- k, E : la quadri-impulsion et l'énergie de l'électron incident,
- k', E' et θ : la quadri-impulsion, l'énergie et l'angle polaire de l'électron diffusé,
- q et ν : la quadri-impulsion et l'énergie du photon virtuel échangé,

où l'on a : $q = k - k'$ et $\nu = E - E'$.

Puisque l'on connaît les quadri-impulsions des particules initiales, p et k , il n'y a que deux variables indépendantes. En effet, sans faisceau et cible polarisés, la réaction est symétrique en fonction de l'angle azimuthal de l'électron diffusé.

Afin de décrire la réaction, il est alors possible d'utiliser l'énergie et l'angle de diffusion de l'électron dans le laboratoire, mais nous choisissons d'introduire les quantités invariantes de Lorentz : Q^2 , le carré de la quadri-impulsion transférée, et x_B , la variable de Bjorken, définies telles que :

$$Q^2 = -q^2 \stackrel{\text{labo}}{=} 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (1.1)$$

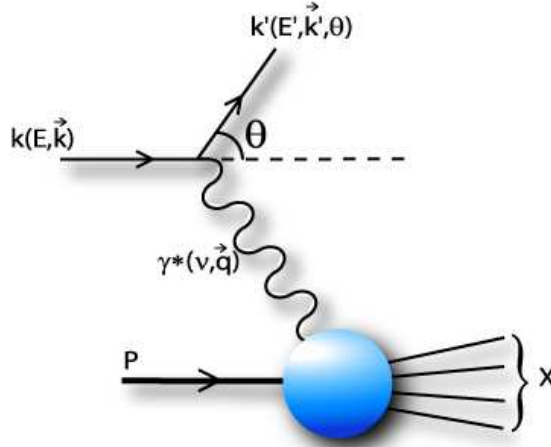


FIG. 1.1 – Diffusion profondément inélastique (DIS).

$$x_B = \frac{-q^2}{2pq} \stackrel{\text{labo}}{=} \frac{Q^2}{2M_p\nu}, \quad 0 \leq x_B \leq 1 \quad (1.2)$$

avec M_p la masse du proton. Nous exposerons la signification physique de ces deux variables, ainsi que la motivation de leur choix pour décrire le système, dans la section 1.3.

Nous introduisons également les variables s et W , représentant l'énergie de la réaction dans le centre de masse du système :

$$W^2 = s = (p + q)^2 \stackrel{\text{labo}}{=} M_p^2 + 2M_p\nu - Q^2, \quad W^2 \geq M_p^2 \quad (1.3)$$

1.2 Section efficace

La section efficace de la réaction $ep \rightarrow e'X$ se présente de la manière suivante :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} \sim L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (1.4)$$

où $L_{\mu\nu}$ et $W^{\mu\nu}$ sont respectivement le tenseur leptonique et le tenseur hadronique.

$L_{\mu\nu}$, qui est exactement calculable par QED, se charge de décrire l'interaction de l'électron avec le photon virtuel. La constante de couplage électromagnétique étant faible, nous ne considérons ici que le processus au premier ordre où il y a échange d'un seul photon et, dans ce cas, $L_{\mu\nu}$ peut s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} &= \frac{1}{2} \sum_{s'} j_\mu j_\nu \quad \text{avec} \quad j_\mu = \bar{u}(k', s') \gamma_\mu u(k, s) \\ &= \frac{1}{2} \text{Tr} [(k' + m) \gamma_\mu (k + m) \gamma_\nu] \\ &= 2[k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - (kk' - m^2) g_{\mu\nu}] \end{aligned} \quad (1.5)$$

avec $g_{\mu\nu}$ le tenseur métrique, γ_μ les matrices 4×4 de Dirac, $u(k, s)$ le spineur du proton, et $\bar{u}(k, s) = u^\dagger \gamma_0$.

$W^{\mu\nu}$, quant à lui, décrit l'interaction du photon virtuel avec le proton. Il s'écrit de la façon suivante :

$$W^{\mu\nu} = \sum_X \langle X | J_\mu(0) | p, s \rangle^* \langle X | J_\nu(0) | p, s \rangle \delta(\sum_X p_X - p - k + k') \quad (1.6)$$

où J_μ est l'opérateur local permettant le passage de l'état p du proton cible de spin s à l'état hadronique final (indéterminé) X .

Nous décrivons $W^{\mu\nu}$ de la façon la plus générale, avec $g_{\mu\nu}$, $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$, p_μ , q_μ , en respectant la parité et l'invariance de jauge. Le tenseur hadronique peut alors s'écrire en fonction de deux fonctions de structure, W_1 et W_2 , décrivant la structure interne du proton et dépendant des deux variables indépendantes de la réaction, Q^2 et x_B :

$$W^{\mu\nu} = (g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}) W_1(x_B, Q^2) + (p^\mu - \frac{pq}{q^2} q^\mu)(p^\nu - \frac{pq}{q^2} q^\nu) W_2(x_B, Q^2) \quad (1.7)$$

Il est également possible d'utiliser les fonctions de structure F_1 et F_2 , sans dimension, définies telles que :

$$\begin{aligned} F_1 &= W_1 \\ F_2 &= pq W_2 \end{aligned} \quad (1.8)$$

Nous pouvons alors écrire la section efficace à l'aide de F_1 et F_2 de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} &= \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[F_1(x_B, Q^2) y^2 + \frac{F_2(x_B, Q^2)}{x_B} (1 - y - \frac{Mx_B y}{2E}) \right] \\ \text{avec } y &= \frac{pq}{pk} \stackrel{\text{labo}}{=} \frac{\nu}{E} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Les résultats des expériences du SLAC ont montré que, pour $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$, ces fonctions de structure étaient indépendantes de Q^2 , à x_B donné. C'est la propriété d'invariance d'échelle. Dans le modèle des partons, c'est la signature de la présence de sous-constituants ponctuels à l'intérieur du proton.

1.3 Le modèle des partons

La variable Q^2 représente la virtualité du photon virtuel échangé ($Q \sim 1/\lambda$) où λ est la longueur d'onde du photon virtuel. Q^2 correspond alors à la résolution de la sonde électromagnétique. Ainsi, il faut atteindre un certain Q^2 (de l'ordre du GeV) pour que cette dernière parvienne à résoudre la structure interne du nucléon. Si, au-delà d'un certain Q^2 , les fonctions de structure ne montrent pas de dépendance en Q^2 , cela signifie que l'image du nucléon reste inchangée et que l'électron diffuse sur un des sous-constituants ponctuels du nucléon.

Le modèle des partons assimile alors, au premier ordre, la réaction à une diffusion élastique de l'électron sur un sous-constituant ponctuel et libre du nucléon : le parton. La section efficace peut alors s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} = \sum_{\text{partons } a} \int_0^1 d\xi \left[\frac{d\sigma^{ea}}{dQ^2 dx_B}(\xi) \right] f_{a/N}(\xi) \quad (1.10)$$

avec $f_{a/N}(\xi)$, la probabilité que le parton a porte la fraction d'impulsion ξ du nucléon N , et σ^{ea} , la section efficace de la diffusion élastique $ea \rightarrow ea$. En posant l'hypothèse que le photon virtuel interagit avec un parton de spin $1/2$, le tenseur hadronique associé au parton a peut s'écrire tel que :

$$W_{ea}^{\mu\nu} = (g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}) \delta(1 - \frac{x_B}{\xi}) \frac{e_a^2}{2} + (\xi p^\mu - \frac{pq}{q^2} q^\mu)(\xi p^\nu - \frac{pq}{q^2} q^\nu) e_a^2 \delta(1 - \frac{x_B}{\xi}) \quad (1.11)$$

avec e_a la charge du parton a . Les fonctions $\delta(1 - \frac{x_B}{\xi})$ imposent l'égalité entre la fraction d'impulsion ξ du parton et la variable x_B reliée au photon virtuel. En d'autres termes, ce dernier doit présenter la valeur x_B pour être absorbé par un quark de fraction d'impulsion ξ . Les fonctions de structure ne dépendent pas de Q^2 car une réaction élastique telle que $ea \rightarrow ea$ ne dépend que d'une seule variable, à énergie de faisceau donnée. Le modèle des partons permet ainsi d'expliquer l'invariance d'échelle observée.

A partir des précédentes expressions, l'intégration sur ξ permet d'obtenir l'expression des fonctions de structure en fonction des distributions de partons :

$$F_1(x_B) = \frac{1}{2} \sum_a e_a^2 f_{a/N}(x_B) \quad (1.12)$$

$$F_2(x_B) = \sum_a e_a^2 x_B f_{a/N}(x_B) \quad (1.13)$$

Par ailleurs, nous avons la relation de Callan-Gross, qui a été validée expérimentalement :

$$F_2(x_B) = 2x_B F_1(x_B) \quad (1.14)$$

Cette relation confirme alors la nature fermionique des partons. Cette image des partons est alors compatible avec celle des quarks de la QCD. De plus, l'intégration sur x_B de $F_1(x_B)$, représentant la probabilité qu'un quark porte la fraction d'impulsion x_B du nucléon, donne accès à la fraction d'impulsion du nucléon portée par les quarks.

Les expériences de diffusion profondément inélastique (non polarisée) ont ainsi montré qu'à peu près 50% de l'impulsion du nucléon est portée par les quarks, le reste étant attribué à des particules identifiées aux gluons de la QCD.

Ce n'est que dans un certain régime que l'interprétation de l'invariance d'échelle en Q^2 , dans le modèle des partons, est valable : le régime de Bjorken. Ce dernier est défini comme le régime pour lequel les partons sont asymptotiquement libres :

- $Q^2, \nu \rightarrow \infty$,
- $x_B = \frac{Q^2}{2pq}$ fixé.

Dans ce régime, x_B représente la fraction d'impulsion du nucléon portée par le quark interagissant avec le photon virtuel.

Le modèle des partons est basé sur une factorisation entre :

- un état perturbatif, décrit entièrement par pQCD : la partie “dure” (*hard*), représentant l'interaction entre le photon virtuel et un des quarks du nucléon,
- et un état non perturbatif, non calculable analytiquement par QCD et paramétrisé par les fonctions de structure : la partie “molle” (*soft*) décrivant la structure interne non perturbative du nucléon.

A grand Q^2 , l'invariance d'échelle n'est pas toujours vérifiée. Les violations constatées nécessitent une description plus complète de la QCD, prenant en compte l'interaction entre les quarks et les gluons. Les équations DGLAP (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi) se chargent ainsi de décrire la dépendance en Q^2 des fonctions de structure.

1.4 Fonctions de structure polarisées

Nous introduisons à présent les fonctions de structure polarisées. Lorsque l'on a un faisceau et une cible polarisés, de nouveaux termes, antisymétriques, font leur apparition dans l'expression de la section efficace. On peut les extraire expérimentalement en mesurant la différence entre les sections efficaces où la polarisation de l'électron est respectivement parallèle et anti-parallèle à celle de la cible.

Deux nouvelles fonctions de structure, $g_1(x_B, Q^2)$ et $g_2(x_B, Q^2)$, reliées à la structure en spin des quarks du nucléon, sont alors introduites. Le modèle des partons, dans le régime de Bjorken, prédit que :

$$g_1(x_B) = \sum_a \frac{e_a}{2} \Delta f_{a/N}(x_B) \quad (1.15)$$

$$g_2(x_B) = 0 \quad (1.16)$$

avec $\Delta f_{a/N}(x_B)$, la différence entre les probabilités que le parton a , portant une fraction d'impulsion x_B , présente un spin respectivement parallèle et anti-parallèle au spin du nucléon. La fonction de structure polarisée $g_1(x_B)$ décrit alors la distribution en spin des quarks du nucléon.

1.5 Règles de somme

Les moments des fonctions de structure sont des intégrations sur x_B et le n^{ieme} moment de la fonction $F(x_B)$ s'écrit tel que :

$$\Gamma_n = \int_0^1 dx_B x_B^{n-1} F(x_B) \quad (1.17)$$

Des prédictions basées sur la symétrie d'isospin et de couleur de SU(3) mènent à la règle de somme de Bjorken reliant les fonctions de structure polarisées du proton et du

neutron, $g_1^p(x_B)$ et $g_1^n(x_B)$, aux constantes de couplage axial g_A et vecteur g_V du nucléon :

$$\begin{aligned} \int_0^1 dx_B (g_1^p(x_B) - g_1^n(x_B)) &= \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| (1 + \text{correction } QCD) \\ &\sim 0.21(1 + \text{correction } QCD) \end{aligned} \quad (1.18)$$

g_A et g_V sont déterminées via la désintégration faible β du neutron. Cette règle de somme a été vérifiée expérimentalement au CERN [3] et à SLAC [4] avec 8% de précision.

Par ailleurs, le premier moment de $g_1(x_B)$ est relié à $\Delta\Sigma$, la fraction du spin total du nucléon provenant du spin intrinsèque des quarks. En effet, les mesures sur $g_1(x_B)$ ont montré que seulement 20-25% du spin du nucléon provenait du spin intrinsèque des quarks. Ce résultat inattendu a été à l'origine d'une série d'expériences visant à étudier la manière dont le spin du nucléon est réparti parmi ces sous-constituants.

Le spin du nucléon peut être exprimé comme la somme des contributions de ses sous-constituants, de la façon suivante :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_Z^q \quad (1.19)$$

avec ΔG , la contribution totale provenant des gluons, et L_Z^q , la contribution du moment angulaire orbital des quarks. Des expériences menées par les collaborations HERMES à DESY ($E_e = 27$ GeV) et COMPASS au CERN ($E_\mu = 200$ GeV) visent à mesurer ΔG à travers la production de particules *charmées*.

Actuellement, l'unique moyen de mesurer L_Z^q est de passer par une règle de somme impliquant les distributions de partons généralisées (GPDs) que nous allons introduire dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Les réactions exclusives et les distributions de partons généralisées

2.1 Cinématique des réactions exclusives

La Diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS) sur le proton, illustrée par la figure 2.1, consiste en la réaction exclusive $ep \rightarrow ep\gamma$. Par rapport au cas du DIS, il est nécessaire d'introduire de nouvelles variables pour décrire la réaction DVCS.

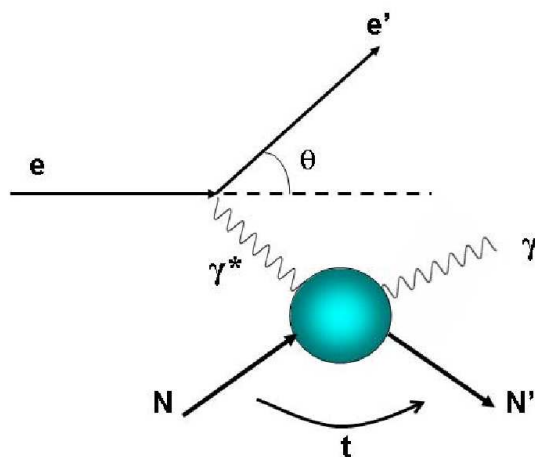


FIG. 2.1 – Diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS).

Nous introduisons ainsi la variable t , représentant le carré de l'impulsion transférée par le photon virtuel incident au photon réel sortant :

$$t = (p - p')^2 = (p_\gamma - q)^2 \quad (2.1)$$

avec p , p' , q et p_γ respectivement les quadri-impulsions du proton de la cible, du proton de recul, du photon virtuel et du γ produit.

Nous introduisons également la variable Φ , correspondant à l'angle entre le plan leptonique, défini par l'électron incident et l'électron diffusé, et le plan hadronique, défini par le photon virtuel incident, le proton de recul et le photon réel final (voir la figure 2.2).

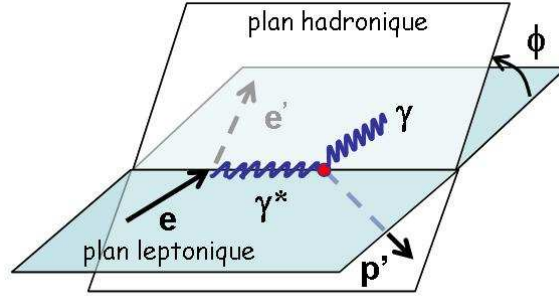


FIG. 2.2 – L'angle Φ représente l'angle entre le plan leptonique (défini par l'électron incident et l'électron diffusé) et le plan hadronique (défini par le photon virtuel incident, le proton de recul et le photon réel final).

2.2 Le formalisme des distributions de partons généralisées (GPDs)

A la fin du siècle dernier, Mueller *et al.* [5], Ji [6], Radyushkin [7], Collins, Frankfurt et Strikman [8] ont montré que l'amplitude, au premier ordre de la QCD perturbative (pQCD), de la réaction d'électroproduction de photon (DVCS) (et de mésons, DVMP pour "Deep Virtual Meson Production"), aux angles avant (petit t), pouvait être factorisée, dans le régime de Bjorken (grand Q^2 , x_B fixé), en deux parties :

- une partie "dure", exactement calculable par pQCD (ou QED), se chargeant de décrire l'interaction entre le photon virtuel et un des quarks du nucléon,
- une partie "molle", représentant la partie QCD non perturbative de la structure interne du nucléon, et chargée de paramétriser cette dernière en terme de 4 distributions de partons généralisées (GPDs pour "Generalized Parton Distributions") universelles : H , \tilde{H} , E et \tilde{E} .

Chacune de ces 4 GPDs correspond à l'une des 4 configurations possibles des valeurs de spin que peuvent adopter le nucléon et le quark impliqué (voir la figure 2.3).

La figure 2.4 illustre cette factorisation à travers les diagrammes de "sac à main", pour a) le DVCS et b) la production de méson (pour ce dernier cas, une seconde partie "molle" intervient : la paramétrisation de la structure du méson en une paire $q\bar{q}$ à travers la distribution d'amplitude $\phi(z)$).

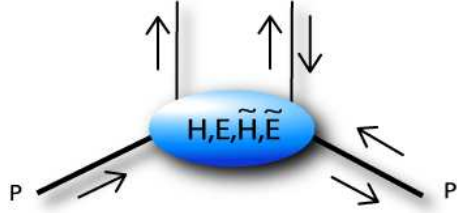


FIG. 2.3 – A chacune des 4 configurations d'hélicité de la réaction correspond une distribution de partons généralisée pour décrire le nucléon.

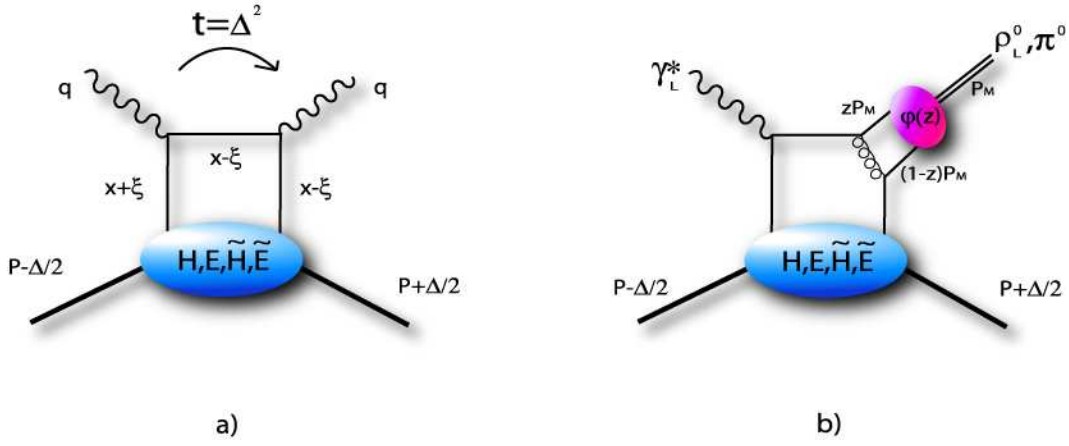


FIG. 2.4 – Diagramme du “sac à main” pour le DVCS a) et la production de méson b).

Dans le système du cône de lumière, la partie “molle” (représentée par une ellipsoïde) de la figure 2.4 s'exprime en fonction des GPDs, de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 & \frac{P^+}{2\pi} \int dy^- e^{ixP^+y^-} \langle p' | \bar{\psi}(-\frac{y}{2}) \psi(\frac{y}{2}) | p \rangle \Big|_{y^+=\vec{y}_\perp=0} \\
 &= \frac{1}{4} \left\{ (\gamma^-) \left[H^q(x, \xi, t) \bar{N}(p') \gamma^+ N(p) + E^q(x, \xi, t) \bar{N}(p') i\sigma^{+\kappa} \frac{\Delta_\kappa}{2M_p} N(p) \right] \right. \\
 &+ \left. (\gamma_5 \gamma^-) \left[\tilde{H}^q(x, \xi, t) \bar{N}(p') \gamma^+ \gamma_5 N(p) + \tilde{E}^q(x, \xi, t) \bar{N}(p') \gamma_5 \frac{\Delta^+}{2M_p} N(p) \right] \right\}, \quad (2.2)
 \end{aligned}$$

avec $\bar{\psi}(-\frac{y}{2})\psi(\frac{y}{2})$, un opérateur bilocal (avec $y/2$ les coordonnées d'espace-temps) de création-annihilation de quark, N le spineur du nucléon et M_p la masse du nucléon.

L'équation 2.2 est dérivée dans le repère où q^μ , la quadri-impulsion du photon virtuel, et P^μ , l'impulsion moyenne du nucléon, sont colinéaires le long de l'axe z et de directions opposées. On a $P^\mu = (p+p')/2$ où p et p' sont respectivement l'impulsion du proton initial et celle du proton final.

Les quadri-impulsions sont définies selon les composantes de vecteurs de type temps le long de la direction de l'axe z : $\tilde{p}^\mu = P^+/\sqrt{2}(1, 0, 0, 1)$, et opposé à la direction de l'axe z : $n^\mu = 1/P^+ \cdot 1/\sqrt{2}(1, 0, 0, -1)$. Les composantes $+$ et $-$ des quadri-impulsions et des matrices γ sont définies par : $a^\pm \equiv (a^0 \pm a^3)/\sqrt{2}$.

Les GPDs $H^q, E^q, \tilde{H}^q, \tilde{E}^q$, sont définies pour une saveur de quark ($q = u, d$ ou s) donnée. H et E sont indépendantes de l'hélicité des quarks, contrairement à \tilde{H} et \tilde{E} . A noter que dans le cas de la production de méson, on a la particularité que, selon sa nature (vecteur ou pseudo-scalaire), on est sensible soit aux GPDs H et E (méson vecteur), soit aux GPDs \tilde{H} et \tilde{E} (méson pseudo-scalaire).

Les GPDs dépendent de 3 variables : x, ξ et t . La variable x est la fraction d'impulsion, définie par : $k^+ = xP^+$ où k^+ est l'impulsion du quark interagissant avec le photon virtuel. La variable ξ est définie par : $\Delta^+ = -2\xi P^+$ où Δ^+ est la composante $+$ du transfert d'impulsion. La variable t est, comme nous l'avons vu dans l'équation 2.1, le carré de l'impulsion transférée : $t = \Delta^2$.

Intuitivement, les GPDs représentent l'amplitude de probabilité de trouver un quark dans le nucléon avec une fraction d'impulsion *longitudinale* $x + \xi$ et de le "remettre" dans le nucléon avec une fraction d'impulsion *longitudinale* $x - \xi$, avec également un transfert d'impulsion *transverse*. Ce dernier est donné par t , qui englobe à la fois les impulsions *longitudinale* et *transverse* transférées.

Nous avons $-1 \leq x \leq 1$ et $0 \leq \xi \leq 1$. Par conséquent, les fractions d'impulsion $x + \xi$ et $x - \xi$ peuvent prendre des valeurs négatives et positives. Les fractions d'impulsion positives décrivent des quarks, et les fractions d'impulsion négatives des antiquarks. On peut alors différencier deux régions : pour $x \geq \xi$ et $x \leq -\xi$, les deux partons représentent respectivement des quarks et des antiquarks. Les GPDs sont la généralisation des distributions de partons du DIS à des distributions de partons "non-diagonales", c.-à-d. avec interférence entre un quark d'impulsion $x + \xi$ et un autre d'impulsion $x - \xi$. Pour $-\xi \leq x \leq \xi$, un des partons relié à la partie non perturbative est un quark et l'autre un antiquark. Dans cette région, les GPDs se comportent alors comme une distribution d'amplitude de méson et contiennent des informations nouvelles sur les composantes mésoniques dans le nucléon. Cette dernière région est en effet absente du DIS qui correspond à la limite $\xi \rightarrow 0$.

Finalement, remarquons que, dans l'équation 2.2, la contribution de E (\tilde{E}) à l'amplitude de la réaction est supprimée par un facteur cinématique $\Delta/2M_p$ par rapport à H (\tilde{H}).

2.3 Lien avec les distributions de partons du DIS et règles de somme

Les GPDs H et \tilde{H} sont en fait la généralisation des distributions de partons introduites par le DIS. En effet, le théorème optique permet de relier la section efficace totale d'une réaction avec la partie imaginaire de son amplitude aux angles avant (pour $t = 0$). Or la section efficace du DIS s'apparente à l'amplitude du DVCS aux angles avant ($\Delta \rightarrow 0$). La

figure 2.5 illustre cette relation et on peut alors montrer que :

$$H^q(x, \xi = 0, t = 0) = q(x) , \quad \tilde{H}^q(x, \xi = 0, t = 0) = \Delta q(x) \quad (2.3)$$

où q et Δq sont respectivement les distributions de partons non polarisée et polarisée.

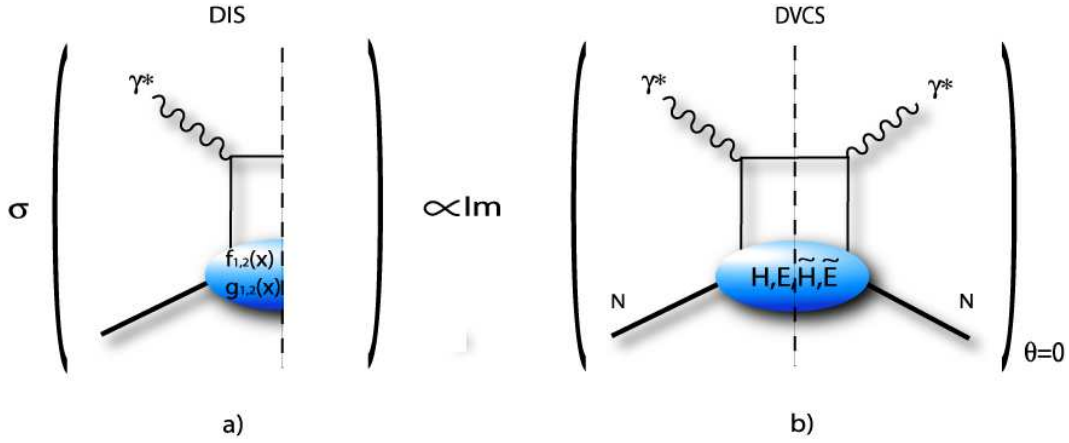


FIG. 2.5 – Relation entre le DIS et le DVCS via le théorème d'optique.

Par contre, les fonctions E et \tilde{E} sont, elles, totalement inconnues et ne sont pas reliées aux distributions de partons du DIS car les facteurs cinématiques associés s'annulent pour $\Delta \rightarrow 0$ comme mentionné précédemment. E et \tilde{E} sont donc de nouvelles fonctions qui ne sont accessibles qu'à l'aide des réactions exclusives.

De plus, on peut montrer que les premiers moments des GPDs sont reliés au facteurs de forme du nucléon [6]. En effet, en intégrant l'équation (2.2) sur la fraction d'impulsion x , on peut obtenir, pour chaque saveur de quark :

$$\int_{-1}^{+1} dx H^q(x, \xi, t) = F_1^q(t) , \quad \int_{-1}^{+1} dx E^q(x, \xi, t) = F_2^q(t) , \quad (2.4)$$

$$\int_{-1}^{+1} dx \tilde{H}^q(x, \xi, t) = G_A^q(t) , \quad \int_{-1}^{+1} dx \tilde{E}^q(x, \xi, t) = G_P^q(t) . \quad (2.5)$$

Il a été montré [9, 10, 11] que la dépendance en t des GPDs peut être reliée, à travers une transformée de Fourier, aux distributions spatiales transverses des partons dans le nucléon. A $\xi=0$, les GPD($x, 0, t$) peuvent être interprétées comme l'amplitude de probabilité de trouver un parton dans le nucléon avec une fraction d'impulsion *longitudinale* x à un certain paramètre d'impact *transverse* relié à t (voir figure 2.6). De cette manière, l'information contenue dans les distributions de partons traditionnelles mesurées dans le DIS et celles contenues dans les facteurs de forme mesurés dans la diffusion élastique lepton-nucléon sont maintenant combinées et corrélées dans la description des GPDs.

Le second moment des GPDs est relié à la fraction de moment angulaire porté par les quarks de saveur q dans le nucléon [6] :

$$J_q = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} dx x [H^q(x, \xi, t=0) + E^q(x, \xi, t=0)] , \quad (2.6)$$

où J_q est relié au spin total du nucléon par :

$$\frac{1}{2} = J_q + J_g , \quad J_q = \frac{1}{2} \Delta\Sigma + L_z^q \quad (2.7)$$

où $\frac{1}{2}\Delta\Sigma$ est la contribution du spin intrinsèque des quarks. Comme mentionné précédemment, $\Delta\Sigma$ a été mesuré à partir des expériences de DIS et évalué à environ 20-25%. J_g est actuellement en train d'être mesuré à COMPASS et RHIC (les premiers résultats semblent indiquer une faible contribution). Une mesure des GPDs permettrait donc de déterminer L_z^q et de compléter le "spin puzzle".

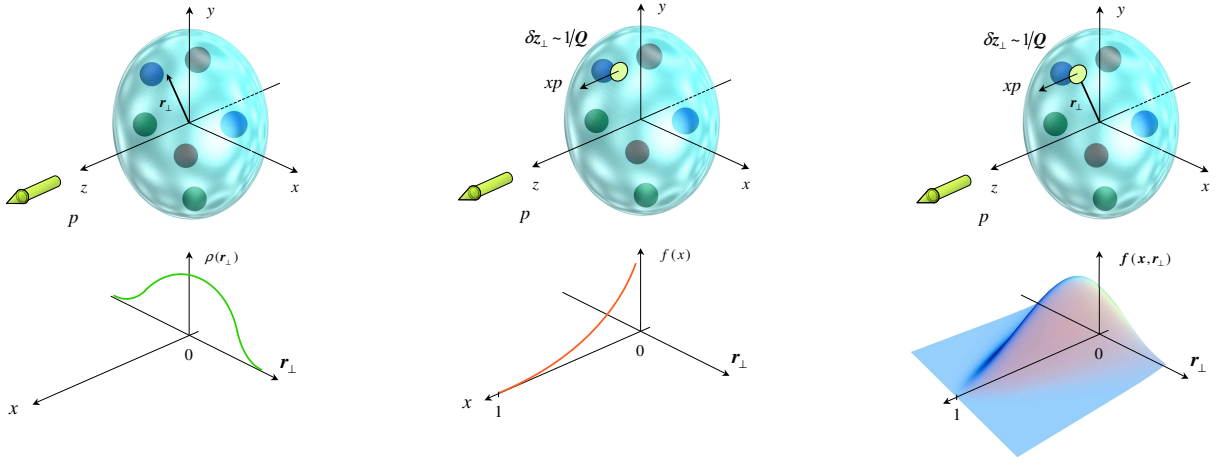


FIG. 2.6 – A gauche : intuitivement, les facteurs de forme du nucléon, mesurés dans la réaction élastique $ep \rightarrow e'p'$, représentent (via une transformée de Fourier et dans le repère du moment infini $p_z \rightarrow \infty$) la distribution spatiale (à travers la densité $\rho(r_\perp)$) des quarks dans un nucléon (indépendamment de leur impulsion). Au centre : les distributions de partons, mesurées dans les réactions inclusives de diffusion profondément inélastique $ep \rightarrow e'X$, représentent (dans le même repère précédemment cité) les distributions des fractions d'impulsion x des quarks dans le nucléon (indépendamment de leur position). A droite : A $\xi = 0$, les distributions de partons généralisées, mesurées dans les réactions exclusives comme le DVCS $ep \rightarrow e'p'\gamma$, donnent accès à la corrélation de ces deux dernières informations et représentent l'amplitude de probabilité de trouver un quark dans le nucléon à une certaine distance r_\perp (variable conjuguée de t) du centre du nucléon et avec une certaine fraction d'impulsion x .

2.4 Amplitude et section efficace du DVCS

En utilisant la paramétrisation de l'équation 2.2, le tenseur du processus DVCS correspondant au diagramme du sac à main de la figure 2.4 a), s'écrit :

$$\begin{aligned}
 & H_{L.O.DVCS}^{\mu\nu} \\
 = & \frac{1}{2} [\tilde{p}^\mu n^\nu + \tilde{p}^\nu n^\mu - g^{\mu\nu}] \int_{-1}^{+1} dx \left[\frac{1}{x - \xi + i\epsilon} + \frac{1}{x + \xi - i\epsilon} \right] \\
 & \times \left[H_{DVCS}^p(x, \xi, t) \bar{N}(p') \gamma \cdot n N(p) + E_{DVCS}^p(x, \xi, t) \bar{N}(p') i\sigma^{\kappa\lambda} \frac{n_\kappa \Delta_\lambda}{2m} N(p) \right] \\
 + & \frac{1}{2} [-i\epsilon^{\mu\nu\kappa\lambda} \tilde{p}_\kappa n_\lambda] \int_{-1}^{+1} dx \left[\frac{1}{x - \xi + i\epsilon} - \frac{1}{x + \xi - i\epsilon} \right] \\
 & \times \left[\tilde{H}_{DVCS}^p(x, \xi, t) \bar{N}(p') \gamma \cdot n \gamma_5 N(p) + \tilde{E}_{DVCS}^p(x, \xi, t) \bar{N}(p') \gamma_5 \frac{\Delta \cdot n}{2m} N(p) \right], \quad (2.8)
 \end{aligned}$$

avec $\varepsilon_{0123} = +1$.

L'amplitude du processus DVCS s'obtient alors, à partir de ce tenseur, par :

$$M_{DVCS} = \epsilon_\mu(q) \epsilon_\nu^*(p_\gamma) H_{L.O.DVCS}^{\mu\nu} \quad (2.9)$$

où $\epsilon_\mu(q)$ et $\epsilon_\nu^*(p_\gamma)$ sont, respectivement, les quadri-vecteurs polarisation du photon (virtuel) initial et final.

Dans l'équation 2.8, la structure $[\tilde{p}^\mu n^\nu + \tilde{p}^\nu n^\mu - g^{\mu\nu}]$ provient de la contraction par trace des quatre matrices “ γ ” correspondant au γ^- de l'équation 2.2, du vertex du quark issu du nucléon avec le photon (virtuel) initial, du propagateur de ce même quark et du vertex de ce quark avec le photon (réel) final (voir figure 2.4 pour ces “étapes” successives). De même, la contraction de ces trois dernières matrices “ γ ” avec le $(\gamma_5)\gamma^-$ de l'équation 2.2 mène au $[-i\epsilon^{\mu\nu\kappa\lambda} \tilde{p}_\kappa n_\lambda]$ de l'équation 2.8. La trace provient de la boucle du diagramme de “sac à main”.

Les quantités $\frac{1}{x - \xi + i\epsilon}$ et $\frac{1}{x + \xi - i\epsilon}$ ont pour origine les propagateurs du quark entre les deux photons initial et final. Il y a deux tels propagateurs car il y a deux diagrammes “sac à main” (un terme “croisé” en plus du diagramme “direct”, seul représenté sur la figure 2.4).

Les GPDs sont définies pour chaque saveur de quark et, pour le DVCS sur le proton, elles entrent selon la combinaison :

$$H_{DVCS}^p(x, \xi, t) = \frac{4}{9} H^{u/p} + \frac{1}{9} H^{d/p} + \frac{1}{9} H^{s/p}, \quad (2.10)$$

et similairement pour \tilde{H} , E et \tilde{E} .

Finalement, la section efficace s'obtient à partir de l'amplitude par :

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dx_B dt d\Phi} = \frac{1}{(2\pi)^4 32} \frac{x_B y^2}{Q^4} (1 + \frac{4m_N^2 x_B^2}{Q^2})^{-1/2} |M_{DVCS}|^2 \quad (2.11)$$

Mentionnons à ce stade qu'il y a un autre processus que le DVCS contribuant à la réaction $ep \rightarrow e'p'\gamma$. Il s'agit du cas où le photon final n'est pas issu du nucléon et ne reflète donc pas sa structure, mais où il est émis par l'électron initial ou final. On appelle ce processus le Bethe-Heitler (BH). Il peut être calculé exactement car le rayonnement d'un photon par un électron ne fait intervenir que QED qui est maîtrisé avec une extrême précision (l'interaction du photon virtuel avec le proton fait aussi intervenir les facteurs de forme du proton, mesurés et connus à quelques pourcents près). Dans l'équation 2.11, il faut donc ajouter à l'amplitude M_{DVCS} , l'amplitude M_{BH} pour le processus Bethe-Heitler. La section efficace de la réaction $ep \rightarrow e'p'\gamma$ est donc proportionnelle à l'amplitude au carré : $|M_{DVCS} + M_{BH}|^2$, comme illustré sur la figure 2.7. Notons également que la différence des sections efficaces polarisées (relatives à l'hélicité du faisceau), que nous allons également extraire dans cette étude, est proportionnelle à la partie imaginaire du produit : $M_{DVCS} \times M_{BH}$, soit à : $\Im(M_{DVCS}) \times M_{BH}$. Comme le BH est exactement calculable, cette observable va donc donner un accès direct, de manière linéaire, aux GPDs.

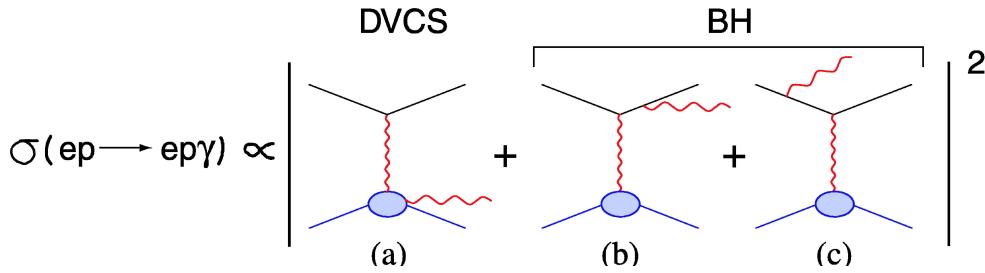


FIG. 2.7 – La section efficace de la réaction $ep \rightarrow e'p'\gamma$ est la somme de deux contributions qui interfèrent : le DVCS et le BH.

Maintenant, revenons à l'équation 2.8. Un point très important à y noter est que les GPDs entrent dans l'amplitude sous la forme d'une intégrale de convolution sur la fraction d'impulsion x du quark (cette intégrale a pour origine la boucle du diagramme de "sac à main"). En d'autres termes, les GPDs dépendent de trois variables, x , ξ et t mais seules deux de ces variables sont expérimentalement accessibles : ξ , complètement défini en détectant le lepton diffusé ($\xi \approx \frac{x_B}{2-x_B}$, avec x_B défini par l'équation 1.2), et t , complètement défini en détectant soit le proton de recul, soit le photon de l'état final. x (qui est donc différent de x_B dans le formalisme des GPDs) est une variable muette.

Ceci signifie qu'en général, une section efficace différentielle sera proportionnelle à : $|\int_{-1}^{+1} dx \frac{H(x, \xi, t)}{x - \xi + i\epsilon} + \dots|^2$ (où \dots représente des termes similaires pour E , \tilde{H} et \tilde{E} ; on rappelle que $\frac{1}{x - \xi + i\epsilon}$ est le propagateur du quark entre le photon virtuel entrant et le photon réel sortant (figure 2.4). En général, nous mesurerons donc des intégrales (avec un propagateur comme poids) de GPDs.

Pour illustrer ce point, la figure 2.8 montre un modèle particulier [12, 13] pour la GPD H en fonction de x et ξ (à $t = 0$). Nous reconnaissons à $\xi = 0$ une distribution de quarks standard, avec la montée autour de $x = 0$ correspondant à la contribution de la

mer divergente. La partie négative pour les x négatifs est reliée aux antiquarks. On voit que l'évolution avec ξ n'est pas triviale et que mesurer l'intégrale sur x d'une GPD, à ξ constant, ne la définira pas de façon unique.

Il y a une exception : quand on mesure une observable sensible à la partie *imaginaire* de l'amplitude, en général, une observable de polarisation, par exemple, l'asymétrie de spin faisceau ou la différence des sections efficaces polarisées (cette dernière que nous allons en particulier extraire dans cette thèse). Elle est non-nulle au premier ordre à cause de l'interférence avec le processus Bethe-Heitler. Alors, puisque l'amplitude $\int_{-1}^{+1} dx \frac{H(x, \xi, t)}{x - \xi + i\epsilon} = PP(\int_{-1}^{+1} dx \frac{H(x, \xi, t)}{x - \xi}) - i\pi H(\xi, \xi, t)$, on mesure en fait les GPDs directement en un point spécifique $x = \xi$ (c.-à-d., $H(\xi, \xi, t)$). Le corollaire est que mesurer une observable qui est sensible à la partie réelle de l'amplitude (par exemple, l'asymétrie de charge pour le DVCS ou la simple section efficace non polarisée) donne accès à $\int_{-1}^{+1} dx \frac{H(x, \xi, t)}{x - \xi}$.

C'est donc une tâche hautement non-triviale d'extraire les GPDs des observables expérimentales car on a accès, de façon générale, seulement à des intégrales (pondérées) des GPDs, ou aux GPDs à des points très particuliers. Il ne peut y avoir de procédure de déconvolution indépendante de modèle. On doit se reposer sur des méthodes de fits globales, en accumulant des quantités de données et observables expérimentales sur de larges espaces de phase.

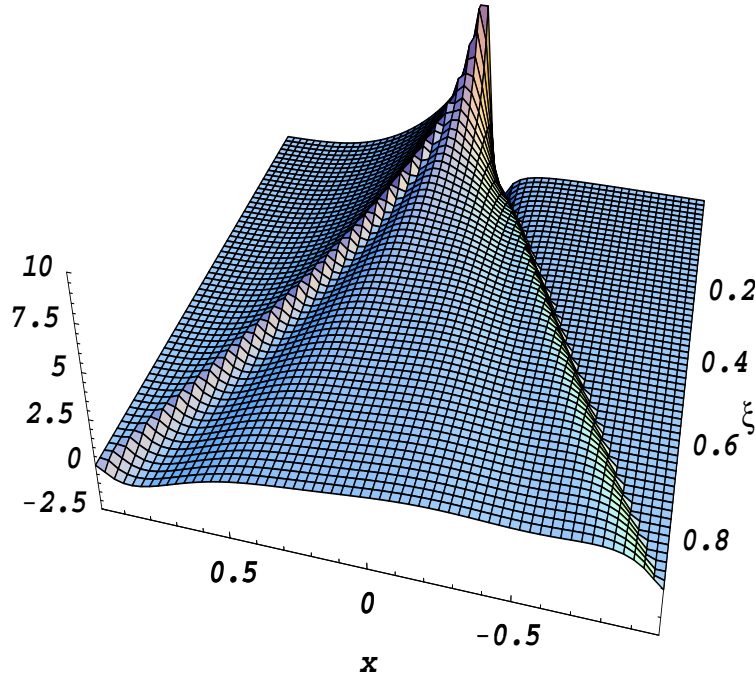


FIG. 2.8 – Une modélisation particulière [12, 13] pour la GPD H^u en fonction de x et ξ pour $t=0$. On reconnaît pour $\xi=0$ la forme typique d'une distribution de parton standard (avec les quarks de la mer qui monte quand x tend vers 0, la partie des x négatifs s'interprétant comme la contribution des antiquarks).

Finalement, notons que les GPDs reflètent la structure du nucléon indépendamment de la réaction exclusive particulière utilisée pour sonder le nucléon. En particulier, on peut aussi y être sensible dans les réactions d'électroproduction exclusive dure de mésons (π^0 , ρ^0 , ω , ϕ , etc...) pour lesquelles une preuve de la factorisation QCD a été apportée par Collins *et al.* [8]. Mentionnons cependant, que, dans ce cas, la partie perturbative du diagramme implique l'échange d'un gluon (voir figure 2.4 b)) et par conséquent la constante de couplage forte, dont le comportement à basse énergie n'est pas complètement sous contrôle, ce qui rend les calculs et l'interprétation plus compliqués.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux récents

Il n'y a que ces cinq dernières années que des données expérimentales de précision suffisante et sujettes à une interprétation en termes de GPDs ont été obtenues.

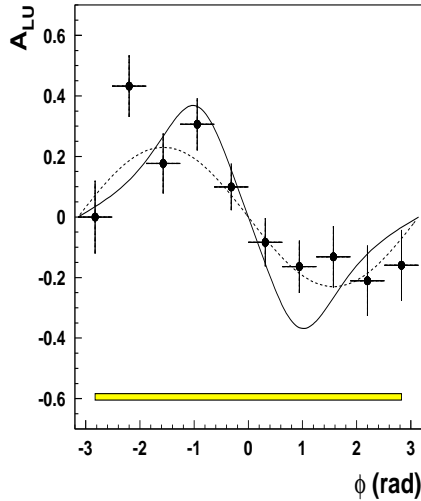


FIG. 3.1 – La BSA du DVCS en fonction de l'angle Φ telle que mesurée par la collaboration HERMES [14]. La cinématique moyenne est : $\langle Q^2 \rangle = 2,6 \text{ GeV}^2$, $\langle -t \rangle = 0,27 \text{ GeV}^2$ et $\langle x_B \rangle = 0,11$. La courbe tiretée est un ajustement en $\sin \Phi$ tandis que la courbe pleine est le calcul théorique de la référence [15].

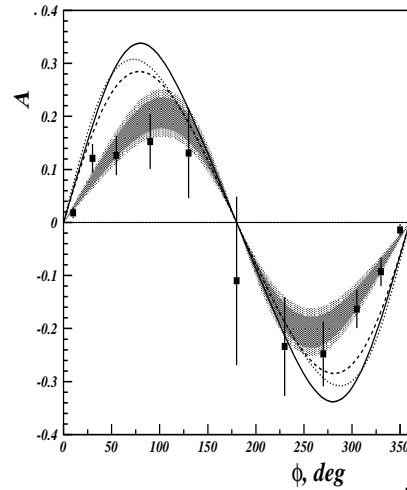


FIG. 3.2 – La BSA du DVCS en fonction de l'angle Φ telle que mesurée par la collaboration CLAS [16]. La cinématique moyenne est : $\langle Q^2 \rangle = 1,25 \text{ GeV}^2$, $\langle -t \rangle = 0,19 \text{ GeV}^2$ et $\langle x_B \rangle = 0,19$. Les régions zébrées sont les domaines d'erreur des ajustements en $\sin \Phi$ et $\sin 2\Phi$. Les courbes théoriques sont : calcul “leading twist” *sans* dépendance en ξ [13, 17] (courbe tiretée), calcul “leading twist” *avec* dépendance en ξ [13, 17] (courbe pointillée) et calcul “leading twist + twist-3” [15] (courbe pleine).

La figure 3.1 montre la première mesure de l'asymétrie spin faisceau (BSA pour "Beam Spin Asymmetry") pour le DVCS sur le proton, mesure effectuée par la collaboration HERMES avec le faisceau de positrons de 27 GeV du laboratoire DESY. Comme mentionné précédemment, cette asymétrie provient de l'interférence entre le processus DVCS "pur" (c.-à-d. quand le photon sortant est émis par le nucléon) et le processus Bethe-Heitler (BH) (c.-à-d. quand le photon sortant est rayonné par l'électron incident ou sortant).

L'asymétrie faisceau, qui est la différence des sections efficaces polarisées divisée par leur somme, est une observable relativement aisée à mesurer car les facteurs de normalisation, efficacité/acceptance du détecteur, de façon plus générale, toutes les sources d'erreur systématique s'annulent, en première approximation, dans le rapport. Cette asymétrie a une forme proche d'un $\sin \Phi$ (pas exactement car le BH a une dépendance en Φ complexe) où Φ est l'angle entre les plans leptonique et hadronique.

A HERMES, la cinématique moyenne est : $\langle Q^2 \rangle = 2,6 \text{ GeV}^2$, $\langle -t \rangle = 0,27 \text{ GeV}^2$ et $\langle x_B \rangle = 0,11$, pour laquelle on extrait une amplitude de 0,23 pour le moment en $\sin \Phi$ [14]. Les différences entre la prédiction théorique et les données peuvent être attribuées, au-delà des ingrédients du modèle particulier utilisé, au large espace de phase sur lequel les données ont été intégrées et sur lequel le modèle peut fortement varier ou des corrections "higher-twist" non calculées/calculables encore. Pour ce dernier effet, on peut se référer par exemple aux références [15, 18, 19] pour le processus DVCS et les références [20, 21] sur la BSA de façon plus générale.

La réaction DVCS à HERMES est identifiée en détectant le lepton diffusé (en l'occurrence un positron) et le photon sortant, à partir desquels la masse manquante M_X du proton non détecté est calculée. A cause de la résolution limitée du détecteur HERMES, le "pic" sélectionné autour de la masse du proton est $-1,5 < M_X < 1,7 \text{ GeV}$, ce qui signifie que des contributions à cette asymétrie d'états résonants du nucléon ne peuvent être exclues.

Cette même observable, BSA sur le proton, a été mesurée à Jefferson Lab (JLab) peu après avec un faisceau d'électrons de 4,2 GeV et le détecteur à grande acceptance CLAS [16]. A cause de la plus basse énergie comparée à HERMES, le domaine cinématique accédé est différent : $\langle Q^2 \rangle = 1,25 \text{ GeV}^2$, $\langle -t \rangle = 0,19 \text{ GeV}^2$ et $\langle x_B \rangle = 0,19$. Dans ce cas, la réaction DVCS a été identifiée en détectant l'électron diffusé et le proton de recul. La masse manquante du photon en a été déduite. La contamination d'événements $ep \rightarrow ep\pi^0$ a pu être estimée et soustraite bin par bin.

La figure 3.2 montre la première BSA mesurée par CLAS avec des prédictions théoriques qui sont en relativement bon accord. Le signe différent de la BSA de CLAS par rapport à celle d'HERMES provient du fait que la première a été mesurée avec des électrons alors que la seconde l'a été avec des positrons. De nouveau, les différences entre les données et le calcul théorique peuvent être attribuées au fait que la courbe a été calculée à un point cinématique particulier alors que les données ont été intégrées sur plusieurs variables et de larges bins, que certaines corrections de "higher twists" ne sont pas incluses, etc...

Cependant, il n'est pas trivial de produire des asymétries de l'ordre de 20 à 30% et le fait que les modèles de GPDs aient pu *prédire* ces amplitudes a été pris comme le premier signe extrêmement encourageant qu'on "voyait" le processus du "sac à main" et, par conséquent, des GPDs.

La BSA du DVCS sur le proton a ensuite été mesurée (mais non publiée encore) par la collaboration CLAS à de plus hautes énergies (4,8 GeV et 5,776 GeV). En particulier, du même jeu de données analysé dans cette thèse a été extrait tout un ensemble d'asymétries faisceau [22], qui constitue à ce jour la base de données la plus importante pour cette observable.

Les premières sections efficaces du DVCS sur le proton ont été mesurées dans deux domaines cinématiques très différents : à haute énergie ($30 < W < 120$ GeV, $2 < Q^2 < 20$ GeV²), par les collaborations H1 et ZEUS du laboratoire DESY [23, 24, 25], et à plus basse énergie ($W \approx 2$ GeV), par la collaboration du Hall A de JLab [26].

A grand W , l'échange des gluons domine (voir figure 3.3) et il s'agit plutôt de GPDs "gluoniques". Le calcul du processus d'échange de gluons avec une modélisation de GPDs gluoniques a été effectué par Freund *et al.* [27] et donne un très bon accord avec les données des deux expériences H1 et ZEUS (voir figure 3.4).

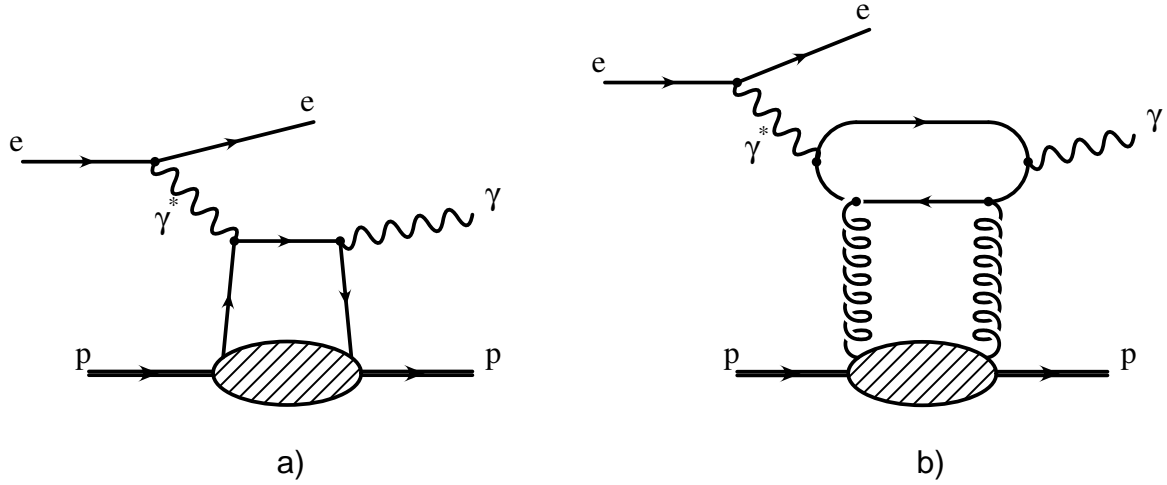


FIG. 3.3 – A basse énergie, la structure en quarks (et antiquarks) du nucléon est dominante : le diagramme a) de l'échange de quarks est le principal processus sondé. A haute énergie, les gluons sont les plus abondants dans le nucléon et le diagramme b) d'échange des gluons est le processus dominant (le photon ne pouvant coupler directement aux gluons, il y a une boucle de quarks intermédiaire) : on sonde alors des GPDs gluoniques.

A plus basse énergie, les premières sections efficaces (polarisées et non polarisées) quadri-différentielles $\frac{d\sigma}{dx_B dQ^2 dt d\Phi}$ (c.-à-d. sans aucune intégration de variable indépendante) ont été publiées par la collaboration du Hall A de JLab. La figure 3.5 présente ces données pour : $\langle Q^2 \rangle = 2,3$ GeV². Comme il a été mentionné dans la section 2.4, la différence des

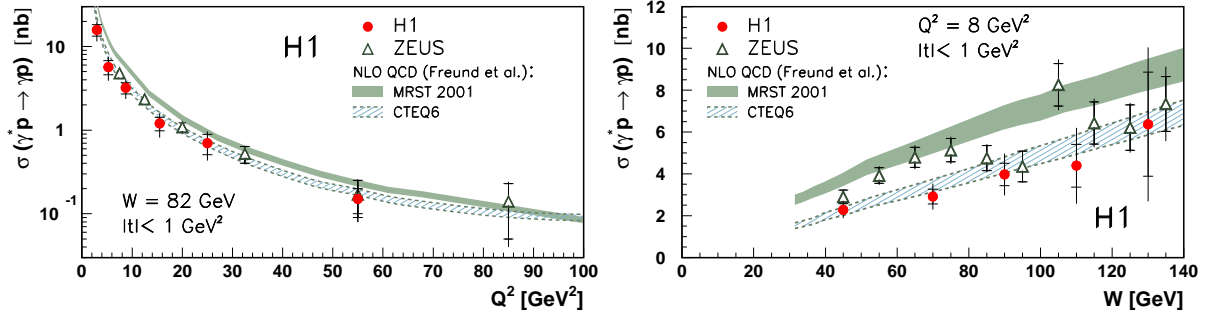


FIG. 3.4 – La section efficace $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$ en fonction de Q^2 (à gauche) et de W (à droite), mesurée par les collaborations H1 et ZEUS. Le calcul de Freund *et al.* [27] est également présenté. La figure est tirée de la référence [28].

sections efficaces polarisées permet d'extraire la partie imaginaire de l'amplitude DVCS. Cette observable a été mesurée pour deux autres valeurs de Q^2 et a ainsi permis d'extraire la dépendance en Q^2 de la partie imaginaire de l'amplitude DVCS, prédite indépendante de Q^2 par QCD à l'ordre dominant. Les résultats du Hall A (voir figure 3.6) semblent vérifier cette loi d'échelle et par conséquent confirmer que l'on voit bien le mécanisme du “sac à main” au twist-2 aux cinématiques de JLab. Evidemment, le domaine en Q^2 couvert par l'expérience du Hall A pour étudier cette dépendance en Q^2 est très limité et cette conclusion, certes très encourageante, doit être prise avec précaution.

A part la BSA et les sections efficaces juste citées, deux autres observables relatives au DVCS et aux GPDs ont été mesurées pour la première fois : l'asymétrie de charge faisceau (BCA pour “Beam Charge Asymmetry”) - voir figure 3.7 - qui est sensible à la partie réelle de l'amplitude et qui a été mesurée par la collaboration HERMES [29] et l'asymétrie de spin cible (TSA pour “Target Spin Asymmetry”) - voir figure 3.8 - mesurée par la collaboration CLAS [30].

Tous ces résultats expérimentaux sont très encourageants dans le sens où les signaux observés, bien que, pour la plupart (sauf ceux du Hall A de JLab), intégrés sur des espaces de phase et des bins relativement larges, sont en général en très bon accord (en amplitude et en forme) avec les calculs théoriques. Soulignons que la plupart de ces calculs sont en fait des *prédictions* et ont été publiés avant les résultats expérimentaux.

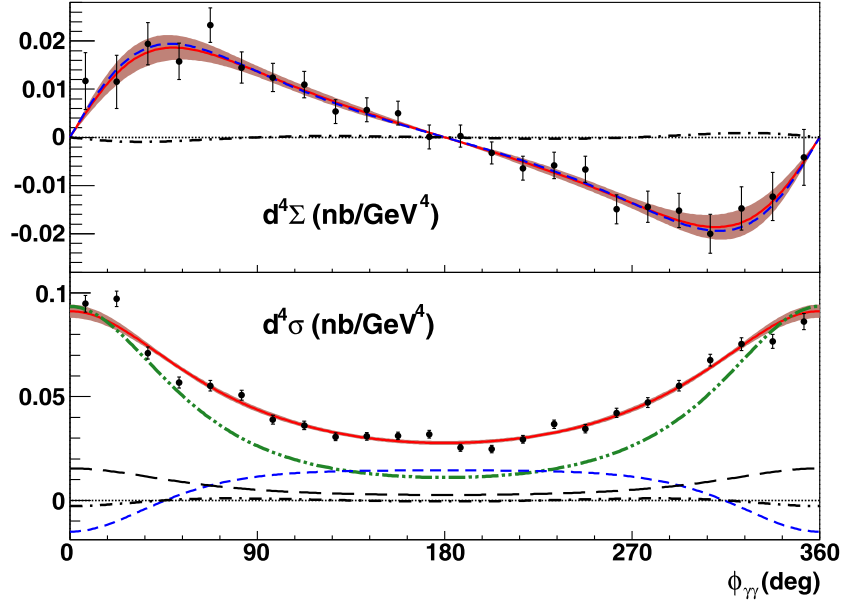


FIG. 3.5 – La figure du haut présente la différence des sections efficaces polarisées (faisceau) en fonction de Φ mesurée par la collaboration du Hall A. La cinématique moyenne est : $\langle x_B \rangle = 0,36$, $\langle Q^2 \rangle = 2,3 \text{ GeV}^2$ et $\langle -t \rangle = 0,28 \text{ GeV}^2$. La figure du bas montre la section efficace totale (c.-à-d. non-polarisée) en fonction de Φ . Les courbes pleines rouges représentent un ajustement aux données. La contribution du BH est représentée par la courbe verte (“- · - ·”). La différence entre les données et le BH est attribuée au DVCS dont la contribution twist-3 est estimée par la courbe tiretée-pointillée (donc très faible).

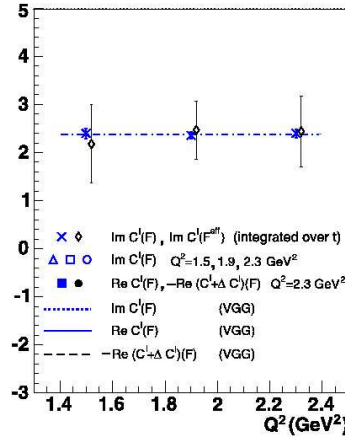


FIG. 3.6 – La figure montre la dépendance en Q^2 de la partie imaginaire de l’amplitude DVCS extraite à partir de la différence des sections efficaces polarisées, mesurée à trois valeurs de Q^2 différentes par la collaboration du Hall A.

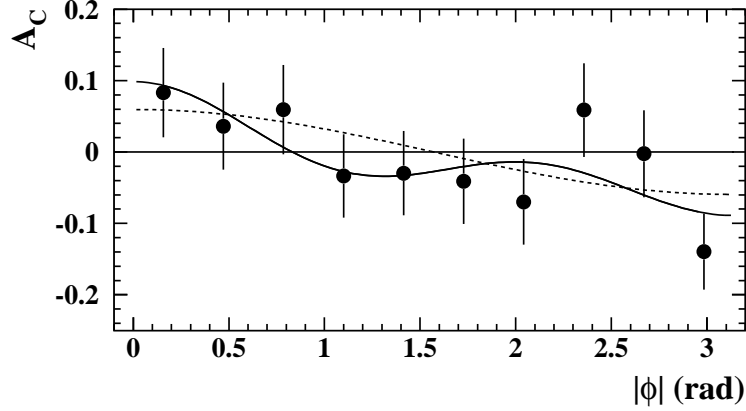


FIG. 3.7 – L’asymétrie de charge faisceau (BCA) en fonction de Φ pour le DVCS, mesurée par la collaboration HERMES. La courbe solide représente un fit aux données : $A+B\cos\Phi+C\cos 2\Phi+D\cos 3\Phi$ (le terme constant et le terme en $\cos 3\Phi$ sont compatibles avec zéro). La dépendance en “pur” $\cos\Phi$, qui est celle attendue d’une interférence entre le BH et le DVCS “leading order”, est représentée par la courbe tiretée.

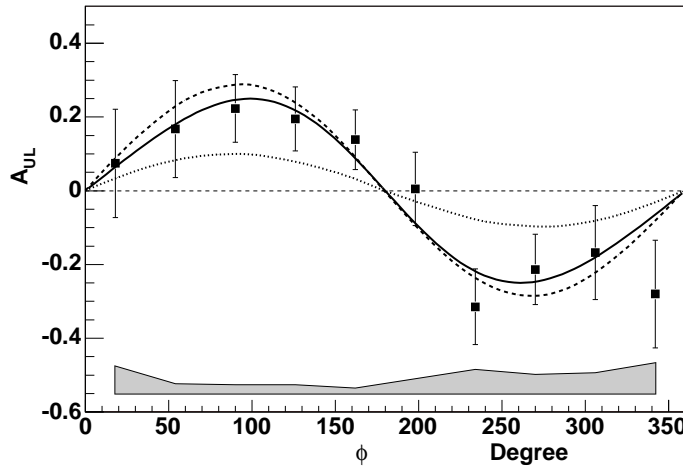


FIG. 3.8 – L’asymétrie de spin cible (TSA) en fonction de Φ pour le DVCS, mesurée par la collaboration CLAS. La courbe solide représente un fit aux données : $A\sin\Phi+B\sin 2\Phi$. Le terme en $\sin 2\Phi$ est compatible avec zéro, ce qui est attendu d’une interférence entre le BH et le DVCS “leading order” (les autres courbes représentent les résultats de calculs utilisant diverses paramétrisations de GPDs)

Deuxième partie

L'accélérateur CEBAF et le détecteur CLAS de Jefferson Lab

Chapitre 1

L'accélérateur CEBAF

Le laboratoire TJNAF, pour *Thomas Jefferson National Accelerator Facility*, plus communément appelé Jefferson Lab (JLab), est un centre de recherche situé à Newport News, en Virginie (Etats-Unis). Il a été construit dans le but d'explorer le noyau atomique à l'aide de la sonde électromagnétique en espérant ainsi mieux comprendre la structure en quarks des nucléons.

Jefferson Lab est doté de l'accélérateur CEBAF (pour *Continuous Electron Beam Accelerator Facility*), capable de fournir un faisceau continu d'électrons de haute intensité et d'énergie pouvant atteindre ~ 6 GeV. Par ailleurs, le laboratoire possède également un centre chargé de développer un laser à électrons libres, le FEL (pour *Free-Electron Laser*), ainsi qu'un centre de recherche en imagerie médicale.

L'accélérateur CEBAF est doté de cavités accélératrices supraconductrices lui donnant la particularité de fournir un faisceau *continu* d'électrons, présentant ainsi un cycle utile de $\sim 100\%$. Cela lui permet de fournir un faisceau de haute intensité, pouvant atteindre $\sim 200 \mu\text{A}$ (ce qui équivaut à $1,25 \times 10^{15}$ électrons par seconde).

Le fonctionnement de cet accélérateur repose sur la recirculation des électrons obtenue en faisant subir à ces derniers des déviations par champ magnétique. Comme le montre la figure 1.1, l'accélérateur CEBAF est constitué de deux accélérateurs linéaires - LINAC (pour *LINear ACcelerator*) - reliés par 9 arcs de recirculation.

Le faisceau d'électrons est injecté avec une énergie de 67 MeV dans un premier LINAC capable de fournir une accélération pouvant atteindre 600 MeV. Un premier arc de recirculation se charge ensuite de le dévier de 180° pour le diriger dans le second LINAC où il subit de nouveau une accélération. Il accède alors au deuxième arc de recirculation qui le ramène dans le premier LINAC. Le faisceau peut, de cette manière, circuler de 1 à 5 fois dans l'accélérateur avant d'être extrait et dirigé vers les Halls expérimentaux se trouvant à la sortie du second LINAC. L'énergie finale du faisceau est ainsi modulable et peut atteindre ~ 6 GeV.

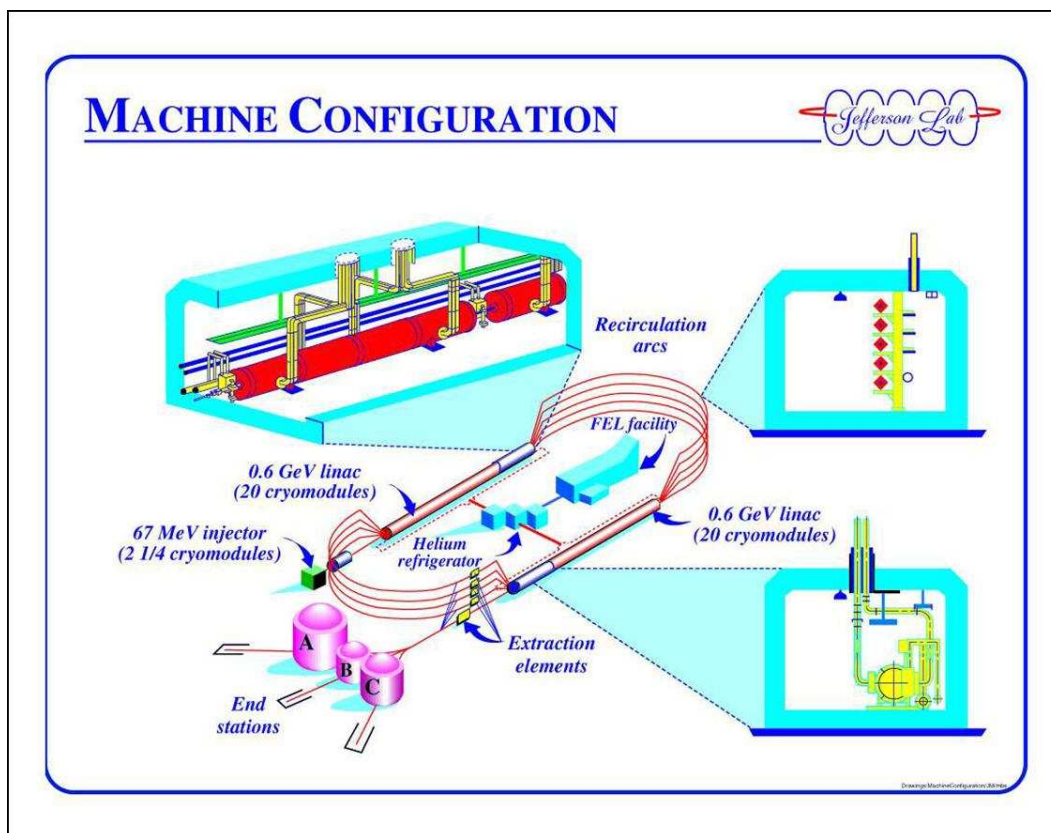


FIG. 1.1 – Configuration de l'accélérateur d'électrons CEBAF.

Il est possible de délivrer simultanément trois faisceaux d'énergies et d'intensités différentes dans les trois Halls expérimentaux (Halls A, B et C). Par conséquent, diverses expériences avec différents détecteurs peuvent être menées en parallèle, ajoutant à la productivité et la flexibilité du laboratoire. De même, les faisceaux peuvent être polarisés (la polarisation maximale que l'on peut atteindre étant - en 2005 - de $\sim 83\%$), élargissant ainsi l'éventail des observables de physique mesurables.

Les premiers faisceaux de l'accélérateur CEBAF ont été délivrés en 1994. L'énergie que l'on avait visée lors de la conception de l'accélérateur était de 4 GeV ; elle a été atteinte au cours de l'année 1995. Néanmoins, ce n'est qu'en 1997 que la distribution simultanée de faisceaux dans les trois Halls expérimentaux est devenue possible. L'énergie de ~ 6 GeV que l'accélérateur CEBAF est actuellement capable de fournir a été obtenue pour la première fois en 2000, grâce aux performances accrues des cavités accélératrices supraconductrices.

Un projet de modification de l'accélérateur a été planifié avec l'objectif de fournir un faisceau d'énergie pouvant atteindre 12 GeV, incluant principalement l'adjonction de cavités supraconductrices supplémentaires, l'amélioration des performances des cavités existantes, et la construction d'un quatrième Hall expérimental, le Hall D, où l'on compte effectuer des expériences de photoproduction de mésons hybrides exotiques.

Actuellement, plus de 2000 physiciens provenant de plus de 30 pays différents participent aux expériences effectuées à Jefferson Lab.

Voici à présent la description en détail de la production des faisceaux d'électrons avec l'accélérateur CEBAF, de l'injection à l'extraction, en passant par le transport et l'accélération des faisceaux.

1.1 Injection du faisceau d'électrons

La production des électrons polarisés de l'accélérateur CEBAF (avec une polarisation maximale de $\sim 80\%$) s'effectue en illuminant un cristal semi-conducteur d'arséniure de gallium (GaAs) à l'aide de trois sources de lumière polarisée circulairement. Trois lasers correspondant chacun à un Hall expérimental émettent de courtes impulsions électriques avec une fréquence de 499 MHz, chaque impulsion produisant un paquet d'électrons, et deux impulsions provenant de deux lasers différents se suivant avec une fréquence de 1497 MHz. On a ainsi formé trois faisceaux distincts destinés chacun à un Hall expérimental. L'intensité d'un faisceau donné est réglée en variant l'intensité du laser correspondant. La polarisation des électrons est renversée avec une fréquence de 30 Hz. Les électrons sont accélérés par un champ électrostatique de 100 keV. Les paquets d'électrons passent ensuite dans un *chopper* où ils sont déviés transversalement, à l'aide d'un champ magnétique, dans trois directions données (avec une fréquence de 499 MHz) afin de les faire passer à travers les trois ouvertures d'un obturateur. Les paquets d'électrons passant par une ouverture donnée correspondent ainsi à un faisceau destiné à un Hall expérimental donné. L'intensité de chaque faisceau peut être modifiée en ajustant la taille de l'ouverture correspondante. Tous les paquets d'électrons sont ensuite ramenés sur la même trajectoire par déviation magnétique.

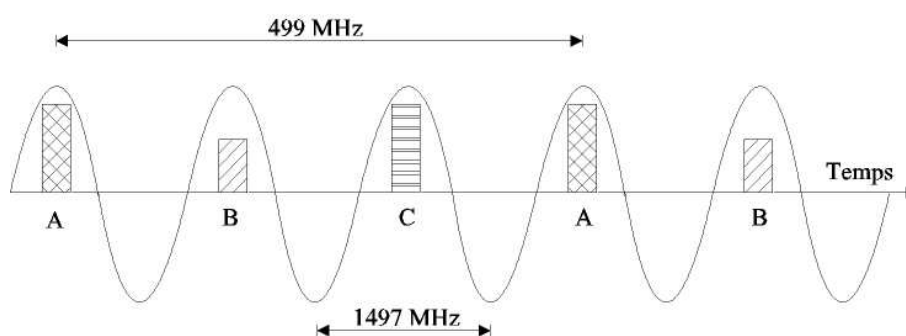


FIG. 1.2 – Les trois faisceaux à destination des Halls expérimentaux A, B et C, synchronisés avec la fréquence de fonctionnement des LINACs (1497 MHz). La hauteur des surfaces hachurées représente l'intensité du faisceau d'électrons.

Comme le montre la figure 1.2, on se retrouve alors avec un faisceau d'électrons constitué de paquets se suivant avec une fréquence de $3 \times 499 = 1497$ MHz, ce qui équivaut à

un intervalle de temps de $2/3$ de ns. Ainsi, dans un Hall expérimental donné, les paquets d'électrons arriveront toutes les 2 ns. La largeur de ces paquets est de 20 ps.

L'intensité des faisceaux délivrés dans les Halls A et C peut atteindre $200\ \mu\text{A}$, tandis que dans le cas du Hall B, à cause de sa particularité d'être à grande acceptance, le détecteur CLAS limite l'intensité de faisceau qu'on peut lui délivrer (de l'ordre de 20-30 nA). Typiquement, l'intensité du laser correspondant au Hall B est réglée de manière à produire un faisceau avec une intensité de quelques μA qui se retrouve ensuite réduite par une forte diminution de l'ouverture de l'obturateur associée au Hall B pour finalement atteindre les 20-30 nA souhaités. La luminosité (produit de l'intensité du faisceau, de l'épaisseur et de la densité de la cible) typique des Halls A et C ($L \sim 10^{38}\ \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) est supérieure de 4 ordres de grandeur à celle du Hall B ($L \sim 10^{34}\ \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

Le faisceau subit finalement une accélération de 67 MeV dans l'injecteur avant d'être dirigé vers le LINAC Nord.

1.2 Accélération du faisceau

Pour la plupart des accélérateurs linéaires, la grande quantité de chaleur produite par effet résistif dans le métal constituant les cavités accélératrices ne permet pas une accélération continue de faisceau. On se retrouve alors avec des faisceaux dont les paquets d'électrons sont séparés par de longs intervalles de temps; ce qui donne un cycle utile relativement bas. L'accélérateur CEBAF de Jefferson Lab se distingue par ses cavités accélératrices supraconductrices lui permettant de fortement minimiser les pertes par résistance et ainsi d'accélérer le faisceau de façon "continue".

L'accélération du faisceau est prise en charge par les deux LINACs (LINACs Nord et Sud), chacun d'entre eux étant constitué de 160 cavités accélératrices supraconductrices réparties dans 20 modules cryogéniques (chaque module cryogénique se compose donc de 8 cavités). Les cavités accélératrices supraconductrices sont constituées de Niobium et sont refroidies dans l'Hélium superfluide à une température de 2 K. Une centrale cryogénique, située entre les deux LINACs, est dédiée à la production de l'Hélium liquide alimentant les nombreux modules cryogéniques. La longueur active d'une cavité étant de 0,5 m, celle d'un LINAC est par conséquent de $160 \times 0,5 = 80$ m. Chaque LINAC fournit une accélération ajustable entre 400 MeV et 600 MeV. En incluant les 18 cavités qui composent l'injecteur, l'accélérateur CEBAF comporte au total $18 + 2 \times 160 = 338$ cavités accélératrices supraconductrices.

Les électrons sont redirigés d'un LINAC à l'autre, subissant ainsi une déviation de 180° , à l'aide de 9 arcs de recirculation dont 5 sont situés à l'extrémité Est (LINAC Nord \rightarrow LINAC Sud) et les 4 autres à l'extrémité Ouest (LINAC Sud \rightarrow LINAC Nord). A la sortie de chaque LINAC, les faisceaux d'électrons sont séparés verticalement par un champ magnétique selon leurs énergies et dirigés vers l'arc de recirculation approprié. Les

faisceaux sont ensuite recombinaés avant d'être réinjectés dans le LINAC suivant.

Les électrons peuvent être recirculés jusqu'à 5 fois dans les LINACs. A chaque tour, ils passent dans un arc différent. L'accélérateur CEBAF est alors capable de fournir aux Halls expérimentaux 5 énergies de faisceau différentes. En utilisant l'accélération maximale par LINAC de 600 MeV, on peut atteindre une énergie maximale de ~ 6 GeV après 5 tours.

1.3 Distribution du faisceau dans les 3 Halls expérimentaux : Hall A, Hall B, Hall C

A la sortie du LINAC Sud, un séparateur radio-fréquence permet l'extraction des paquets d'électrons aux énergies souhaitées et se charge ensuite de séparer les trois faisceaux afin de les diriger vers les trois Halls expérimentaux.

L'accélérateur CEBAF est ainsi capable de fournir simultanément trois faisceaux d'énergies différentes, et d'intensités différentes, aux trois Halls expérimentaux A, B et C.

Le Hall A contient 2 spectromètres identiques de très haute résolution en impulsion p ($\frac{\Delta p}{p} \sim 10^{-4}$) permettant la détection des particules d'impulsion allant jusqu'à 4 GeV/c. Il est surtout destiné aux expériences demandant une très grande précision dans la détection de l'électron diffusé et du hadron de recul. Le Hall C possède 2 spectromètres asymétriques de haute résolution ($\frac{\Delta p}{p} \sim 10^{-3}$) et présente la particularité de permettre l'installation de détecteurs dédiés à des expériences particulières. Quant au Hall B, il abrite le détecteur CLAS qui est l'objet du chapitre suivant. La particularité de ce détecteur est sa grande acceptance. Il permet alors d'observer simultanément de nombreuses réactions menant à des états finals à plusieurs particules (chargées et neutres) sur un large espace de phase.

Chapitre 2

Le détecteur CLAS

Le détecteur CLAS [31] (pour *CEBAF Large Acceptance Spectrometer*) est, comme son nom l'indique, un détecteur à grande acceptance, permettant l'identification et la détermination de la cinématique d'un large éventail de particules, chargées et neutres. Il se situe dans le Hall B de Jefferson Lab.

La figure 2.1 montre une vue générale du détecteur CLAS. On distingue à l'entrée du Hall B, à droite sur la figure, le système radiateur/étiquetage qui donne la possibilité d'obtenir, à partir du faisceau d'électrons délivré par l'accélérateur CEBAF, un faisceau de photons réels (par rayonnement de freinage) et la mesure de l'énergie de ces derniers.

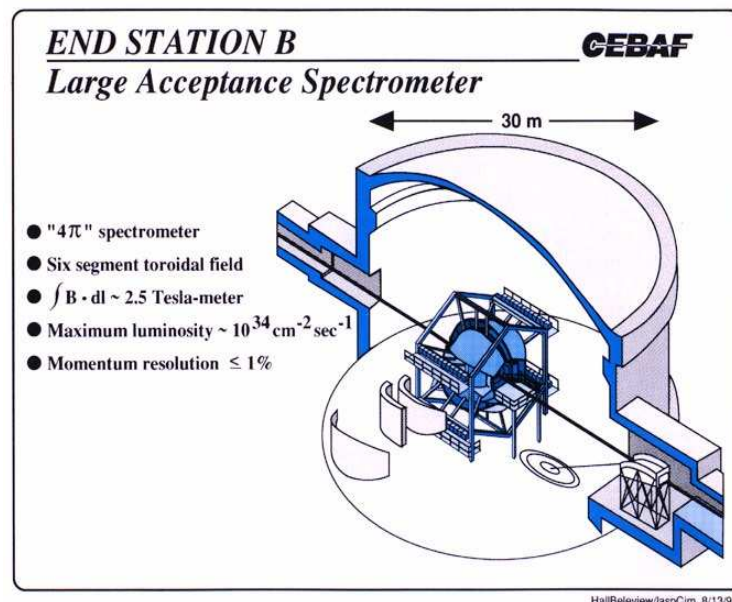


FIG. 2.1 – Vue générale du Hall B avec en son centre le détecteur CLAS.

D'un rayon d'environ 5 mètres, le détecteur CLAS est bâti autour de six bobines supraconductrices produisant un champ magnétique toroïdal symétrique par rapport à l'axe du faisceau, et définissant ainsi six secteurs symétriques.

Chacun de ces six secteurs contient :

- 3 régions de chambres à dérive (sur une distance d'environ 2,5 m) ayant pour rôle de déterminer les trajectoires des particules chargées issues de la cible, permettant ainsi, connaissant le champ magnétique environnant, de déterminer l'impulsion des particules à partir de leur courbure,
- des compteurs Čerenkov chargés d'identifier les électrons dont la vitesse est proche de celle de la lumière et donc, seuls, à priori, capables de rayonner une lumière Čerenkov,
- des scintillateurs servant à mesurer le temps de vol des particules (cette information, combinée à l'impulsion des particules déterminée par les chambres à dérive permet l'identification des particules par corrélation temps de vol / impulsion),
- un calorimètre électromagnétique dont les fonctions sont l'identification des électrons et la détection des photons, ainsi que la détection des neutrons.

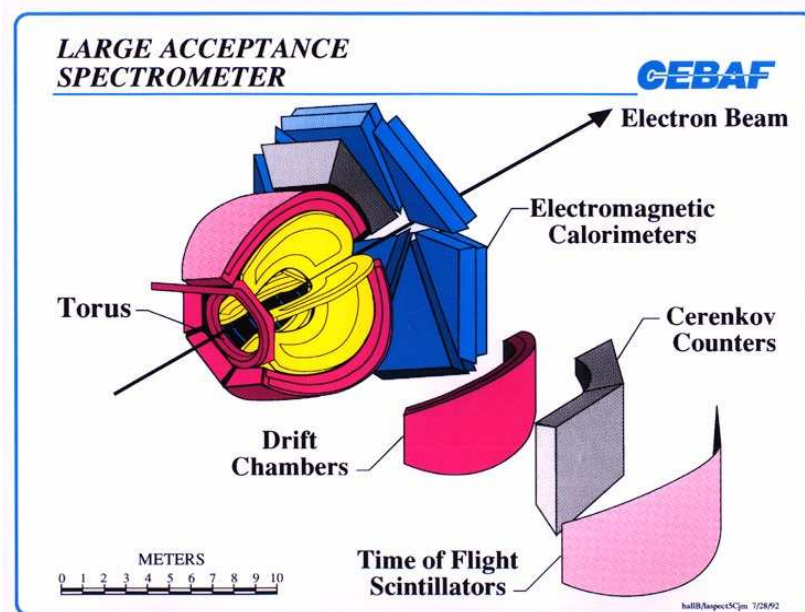


FIG. 2.2 – Vue “éclatée” du détecteur CLAS montrant les différents groupes de détecteurs.

La figure 2.2 présente une vue “éclatée” du détecteur CLAS dont les divers constituants sont présentés plus en détail dans la suite de ce chapitre.

Le détecteur CLAS répond aux exigences suivantes :

- une grande acceptance géométrique :
 - pour les particules chargées : $8^\circ < \theta < 140^\circ$ (chambres à dérives et scintillateurs)
 - pour les particules neutres $8^\circ < \theta < 45^\circ$ (calorimètres)
- une relativement bonne résolution :
 - en impulsion : $0.5 \leq \frac{\delta p}{p} \leq 2\%$
 - en angles : $1 \leq \delta\theta \leq 1.5 \text{ mrad}$, $2 \leq \delta\phi \leq 3 \text{ mrad}$
 - en temps : $100 \leq \delta t \leq 250 \text{ ps}$
 - en énergie du photon : $\frac{\delta E}{E} \sim \frac{10\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$
- une bonne identification et séparation des particules :
 - π/K pour $p \leq 1,5 \text{ GeV}/c$
 - π/p pour $p \leq 3 \text{ GeV}/c$
 - $\pi/e \leq 10^{-3}$
- une acquisition de données rapide : typiquement, pour une luminosité $L \sim 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ le taux d'événements acquis est de $\sim 1,5 \text{ kHz}$.

2.1 Le champ magnétique toroïdal

Le détecteur CLAS possède six bobines supraconductrices qui sont placées symétriquement autour de l'axe du faisceau, comme le montre la figure 2.3. L'ensemble de ces bobines constitue alors un aimant toroïdal d'environ 5 m de long et 5 m de diamètre.

Le champ magnétique toroïdal généré par ces six bobines dévie les trajectoires des particules chargées. On peut alors déterminer les impulsions de ces dernières à partir de la courbure de leurs trajectoires. En disposant également de leurs temps de vol, mesurés avec les scintillateurs de temps de vol, il est alors possible d'en déduire les masses de ces particules, ce qui permet leur *identification*.

La trajectoire d'une particule chargée qui ne passe pas trop près des bobines (là où le champ magnétique n'est pas purement transversal) est plane. En d'autres termes, on peut dire en première approximation que le champ magnétique ne dévie pas les particules dans le plan transversal au faisceau (il n'y a pas de déviation azimuthale). Ceci facilite considérablement la reconstruction de trajectoire.

L'intensité du courant alimentant les bobines peut être réglée de manière à ajuster l'intensité du champ, et par conséquent obtenir une courbure plus ou moins importante (cet aimant toroïdal a été conçu pour fonctionner à 3860 A ; cependant l'intensité usuelle est limitée à 3375 A). La valeur du champ magnétique utilisée au cours d'une expérience est choisie en fonction des impulsions des particules que l'on veut détecter. En effet, à plus grande impulsion, on choisira un champ magnétique plus important afin d'obtenir une plus grande déviation de la trajectoire de la particule et donc une meilleure résolution

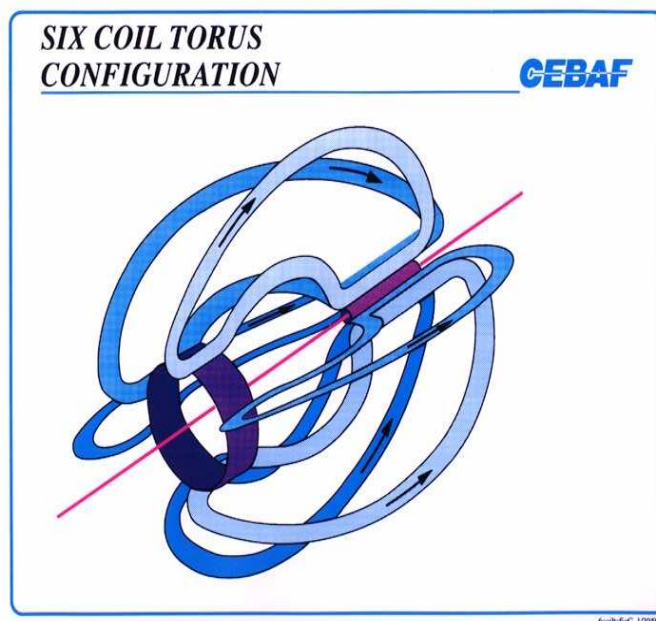


FIG. 2.3 – Vue des bobines supraconductrices de CLAS générant le champ magnétique toroïdal.

en impulsion. En général, les particules chargées négativement sont déviées vers l'avant du détecteur (ainsi les électrons sont dirigés vers la zone d'acceptance des compteurs Čerenkov et des calorimètres électromagnétiques). Cependant, il est possible d'inverser la polarité du champ magnétique en changeant le sens du courant alimentant les bobines.

La configuration de ces bobines répond au besoin d'un champ magnétique important dans la direction avant et qui diminue d'intensité avec les grands angles polaires, et également à celui de pouvoir garder une région sans champ magnétique autour de la cible (ce qui est essentiel dans le cas où l'on utilise une cible polarisée). En effet, avec cette configuration, le champ magnétique le plus intense que l'obtient (environ 2 Tesla) se situe aux angles avant (petits angles polaires), là où les impulsions des particules à détecter sont les plus grandes, et l'intensité du champ décroît au fur et à mesure que l'on se dirige vers les grands angles polaires, là où les impulsions des particules sont plus faibles.

L'inconvénient majeur de cette configuration est la coupure en ϕ (angle azimuthal) dans l'acceptance, induite par la présence des bobines. L'espace de phase des particules détectables se trouve considérablement diminué comme on peut le voir sur la figure 2.4.

Les trajectoires des particules chargées déviées par le champ magnétique toroïdal sont déterminées à l'aide des chambres à dérive qui vont maintenant être décrites.

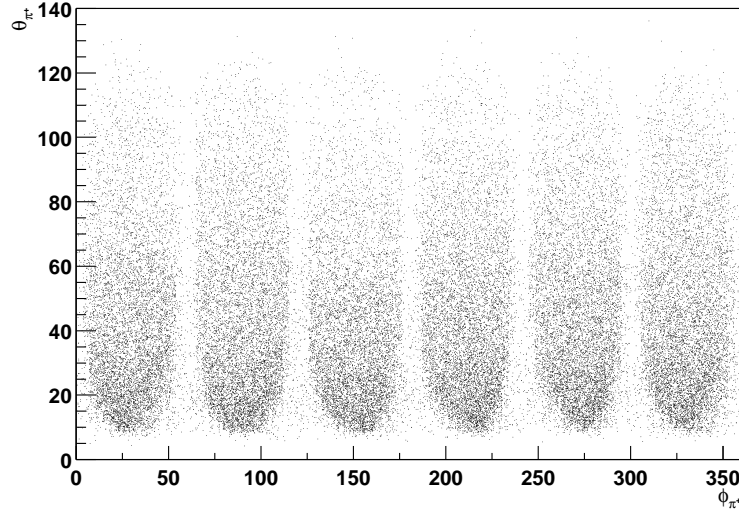


FIG. 2.4 – Acceptance (θ, ϕ) de CLAS pour les π^+ (d'après des données réelles). Les discontinuités dues à la présence des bobines sont clairement visibles.

2.2 Les chambres à dérivation

Les chambres à dérivation [32] du détecteur CLAS permettent la détermination des trajectoires des particules chargées qui sont déviées sous l'effet du champ magnétique généré par les bobines supraconductrices. Les impulsions de ces particules chargées sont alors obtenues à partir de la courbure de leurs trajectoires.

Le détecteur CLAS comporte 3 régions de chambres à dérivation, situées à trois positions radiales différentes, pour chacun de ses six secteurs indépendants. Le nombre total de chambres à dérivation se monte alors à 18. La première région (R1) se situe à 70 cm de la cible, dans une zone où le champ magnétique est faible. Quant à la deuxième région (R2), elle se trouve entre les bobines à 2 m de la cible, là où le champ magnétique est intense. Et enfin, la troisième région (R3) est localisée à 4 mètres de la cible, au-delà des bobines.

Les grands espacements entre les 3 régions permettent de mesurer les déviations de particules sur une grande distance, ce qui est nécessaire pour les particules de grande impulsion qui sont peu déviées. Les chambres à dérivation couvrent un domaine angulaire en θ (angle polaire) compris entre 8° et 142° .

Chaque chambre à dérivation a une forme s'apparentant à un quartier d'orange, comme le montre la figure 2.5, et se compose de plusieurs couches de fils regroupées en 2 *supercouches*. Les fils de la première *supercouche* sont orientés de façon à être parallèles au champ magnétique (soit perpendiculairement au plan de courbure des particules), tandis que ceux de la seconde *supercouche* sont orientés avec un angle de 6° par rapport à ceux de la première. Une *supercouche* représente 6 couches de fils, excepté la seconde *supercouche* de la première région (R1) qui n'en comprend que 4 à cause de contraintes d'espace. La figure 2.6 montre les 2 *supercouches* de la troisième région (R3) des chambres à dérivation (on

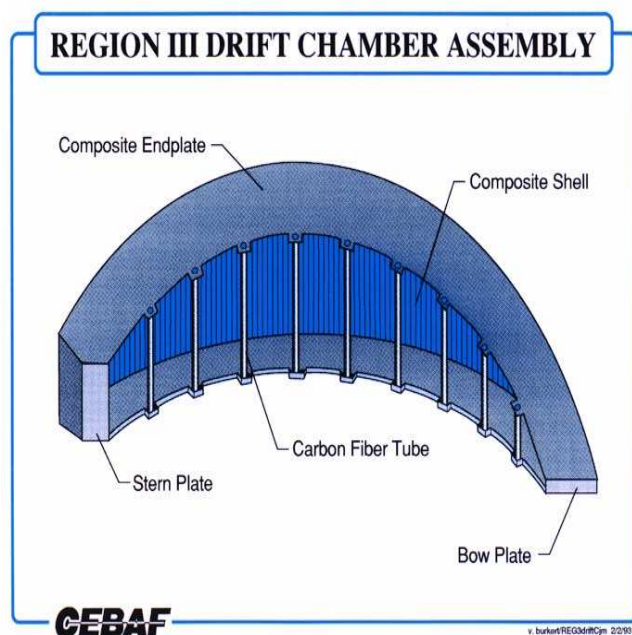


FIG. 2.5 – Vue d’une chambre à dérive de CLAS (schéma correspondant à une région d’un secteur de CLAS).

aperçoit le bord du détecteur Čerenkov en haut à droite de la figure). On distingue les cellules hexagonales constituant chacune des couches de fils. Chaque cellule est délimitée par des fils de champ (situés aux 6 coins de chaque hexagone) et présente en son centre un fil actif (non représenté sur la figure) chargé de collecter le signal dû aux atomes ionisés par le passage d’une particule. La distance moyenne entre les fils de champ et les fils actifs est environ de 0,7 cm pour la première région (R1), de 1,5 cm pour la deuxième (R2) et de 2 cm pour la troisième (R3). Le nombre total de fils actifs est d’environ 35000.

Le mélange gazeux utilisé dans les chambres est composé d’argon à 90% et de dioxyde de carbone à 10%. L’épaisseur de matière des chambres à dérive ne dépasse pas 1% d’une longueur de radiation afin de réduire la diffusion multiple.

Chaque fil actif est relié à un TDC (pour *Time-to-Digital Converter*). L’information en temps permet de déterminer la distance entre la position de passage de la particule chargée et la position du fil actif. Ceci permet alors la reconstruction des trajectoires des particules chargées ayant interagi dans les chambres à dérive avec une résolution supérieure à la dimension de la cellule hexagonale. Les résolutions attendues concernant la reconstruction de l’impulsion et des angles, en incluant la contribution de la diffusion multiple, pour une particule chargée d’impulsion égale à 1 GeV/c, sont les suivantes :

- impulsion : $\frac{\delta p}{p} \leq 0.5\%$,
- angle polaire : $\delta\theta \leq 2 \text{ mrad}$,
- angle azimuthal : $\delta\phi \leq 2 \text{ mrad}$.

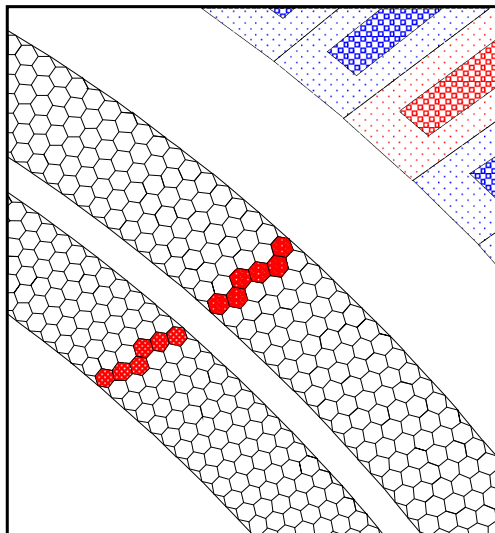


FIG. 2.6 – Vue partielle de la troisième région (R3) des chambres à dérives montrant les 2 *supercouches*. Les fils actifs se situent au centre de chacune des cellules hexagonales qui sont délimitées par les fils de champ (situés aux 6 coins de chaque hexagone). On distingue les cellules déclenchées par le passage d’une particule chargée.

2.3 Les scintillateurs de temps de vol

Ayant déterminé les impulsions des particules chargées à partir de la courbure de leurs trajectoires dans les chambres à dérives connaissant la carte du champ magnétique, il est nécessaire de mesurer leurs temps de vol afin d’obtenir leurs masses, ce qui permet de les identifier.

Dans le détecteur CLAS, la mesure du temps de vol des particules s’effectue à l’aide de scintillateurs plastiques [33] situés entre les détecteurs Čerenkov et les calorimètres électromagnétiques. Chacun des six secteurs du détecteur CLAS est équipé de 57 scintillateurs répartis sur 4 plans. La figure 2.7 montre la manière dont ils sont disposés.

L’ensemble de ces scintillateurs couvre une surface totale de 206 m^2 , couvrant un domaine angulaire en θ (angle polaire) compris entre 8° et 142° et pratiquement tout le domaine en ϕ (angle azimuthal). Chacun de ces scintillateurs rectangulaires présente une épaisseur de 5,08 cm permettant aux particules au minimum d’ionisation de générer un signal identifiable par rapport au bruit de fond. La largeur des scintillateurs placés aux angles avant ($\theta < 45^\circ$) est de 15 cm, tandis que celle des autres (situés aux angles $\theta > 45^\circ$) est de 22 cm. La longueur des scintillateurs varie selon θ entre 32 cm et 450 cm.

Les scintillateurs sont constitués d’un plastique scintillant, le Bicron BC-408. La lecture

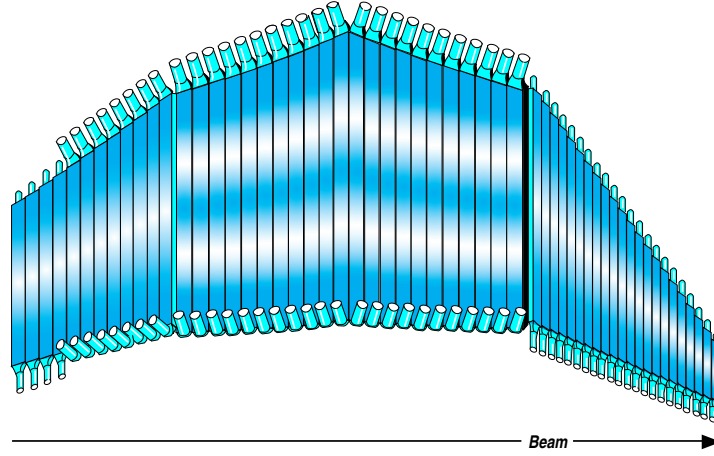


FIG. 2.7 – Vue du groupe de scintillateurs de temps de vol équipant chacun des six secteurs du détecteur CLAS.

de l'information s'effectue à l'aide de deux photomultiplicateurs, un à chaque extrémité du scintillateur. Le temps de vol est alors obtenu par la moyenne des temps mesurés par chaque TDC, ce qui donne un temps indépendant de la position du point d'interaction de la particule le long du scintillateur.

La résolution en temps peut atteindre 120 ps pour les angles avant, tandis qu'elle est d'environ 250 ps pour les angles arrière ($\theta \geq 90^\circ$). La longueur des scintillateurs augmente avec θ , ce qui entraîne une dégradation de la résolution. Par exemple, la résolution en temps moyenne pour les électrons est environ de 163 ps.

La détermination du temps de vol d'une particule chargée permet son identification : la longueur de sa trajectoire mesurée par les chambres à dérives divisée par le temps de vol fourni par les scintillateurs donne la vitesse de la particule. Cette information, combinée à l'impulsion reconstruite à partir de la courbure de la trajectoire dans le champ magnétique, permet la détermination de la masse. Avec la résolution en temps mentionnée précédemment, on peut discriminer les pions des kaons jusqu'à des impulsions de l'ordre de 2 GeV/c.

Lorsque l'énergie déposée par une particule dans les scintillateurs est supérieure à un certain seuil, ceux-ci fournissent un signal au système de déclenchement du détecteur CLAS. Pour effectuer cette tâche de façon efficace, un circuit électronique se charge de traiter les informations provenant des scintillateurs. Un schéma de ce circuit est représenté sur la figure 2.8. Ce circuit électronique calcule la moyenne des signaux provenant des photomultiplicateurs situés aux deux extrémités du scintillateur afin d'obtenir un signal qui soit indépendant de la position du point d'interaction le long du scintillateur. Il a également pour rôle, lorsqu'une particule ayant une trajectoire courbée traverse deux scintillateurs adjacents, d'additionner les énergies déposées dans les deux scintillateurs. De cette manière, on obtient une amplitude de signal proportionnelle à l'énergie totale

déposée par la particule, qui peut alors être évaluée par rapport au seuil défini.

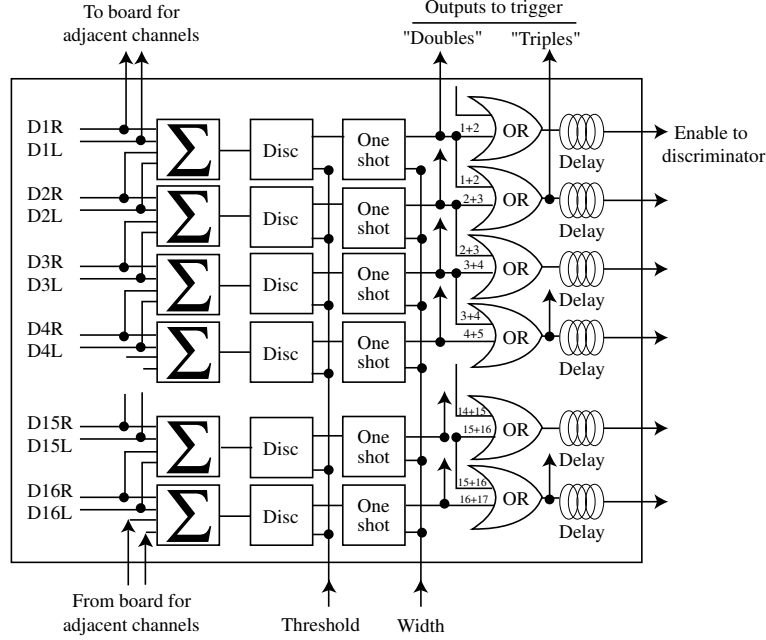


FIG. 2.8 – Schéma du module de prédéclenchement des scintillateurs de temps de vol.

Dans certains cas, le temps de vol des particules mesuré par les scintillateurs est utilisé pour déterminer leur énergie. Ceci concerne notamment les zones du détecteur CLAS non couvertes par les calorimètres électromagnétiques ($\theta > 45^\circ$). De même, lorsque la résolution sur la détermination de l'impulsion par les chambres à dérive est dominée par la diffusion multiple, les scintillateurs peuvent fournir une mesure de l'énergie avec plus de précision. Lorsque des neutrons sont détectés par les scintillateurs, bien que l'efficacité soit faible ($\sim 5\%$), la mesure de leur temps de vol permet de déterminer leur énergie.

2.4 Les compteurs Čerenkov

Dans les expériences de diffusion d'électrons, les pions qui sont pris pour des électrons induisent un bruit de fond important. Le détecteur CLAS possède des compteurs Čerenkov [34] permettant d'identifier les électrons et par conséquent de réduire la contamination des pions. Ces détecteurs Čerenkov sont situés aux angles avant, entre la troisième région des chambres à dérive et les scintillateurs de temps de vol. Ils participent au système de déclenchement de l'acquisition.

Chacun des six secteurs du détecteur CLAS comporte 36 compteurs Čerenkov répartis en 18 régions en θ (angle polaire), couvrant un domaine angulaire en θ compris entre 8° et 45° . Chacune de ces régions en θ est alors constituée de deux compteurs Čerenkov



FIG. 2.9 – Vue des compteurs Čerenkov équipant chacun des six secteurs du détecteur CLAS. On distingue les 18 régions en θ .

apparaissant tels deux modules symétriques par rapport au plan bissecteur du secteur. Le nombre total de compteurs Čerenkov présents dans le détecteur CLAS se monte ainsi à 216. La figure 2.9 représente les compteurs Čerenkov équipant chacun des six secteurs du détecteur CLAS. Chaque compteur est constitué de trois miroirs réfléchissant la lumière Čerenkov (un miroir elliptique, un miroir hyperbolique, et un miroir cylindrique), d'un cône de collection de lumière (également appelé cône de Winston) et d'un photomultiplicateur. Les compteurs Čerenkov couvrent presque tout le domaine angulaire en ϕ (angle azimuthal), les cônes de collection de lumière et les photomultiplicateurs étant placés dans les zones en ϕ cachées par les bobines supraconductrices.

Le principe du compteur Čerenkov repose sur l'émission de photons (lumière Čerenkov) par une particule chargée dans le cas où, dans un milieu donné, sa vitesse est supérieure à celle de la lumière dans ce milieu. Les compteurs Čerenkov du détecteur CLAS sont remplis d'un gaz, le perfluorobutane C_4F_{10} , d'indice de réfraction $n=1,00153$ légèrement supérieur à celui de l'air. La figure 2.10 illustre la trajectoire typique de la lumière produite par un électron dans le compteur Čerenkov. On voit que la lumière produite par l'électron lors de sa traversée du milieu gazeux est réfléchiée par les différents miroirs et finit par être collectée par le cône de Winston auquel est rattaché le photomultiplicateur.

Les compteurs Čerenkov fournissent un signal au système de déclenchement du détecteur CLAS lors de la détection d'un électron. Pour chaque région en θ , les signaux des photomultiplicateurs des deux compteurs sont additionnés. Puis, les signaux de quatre

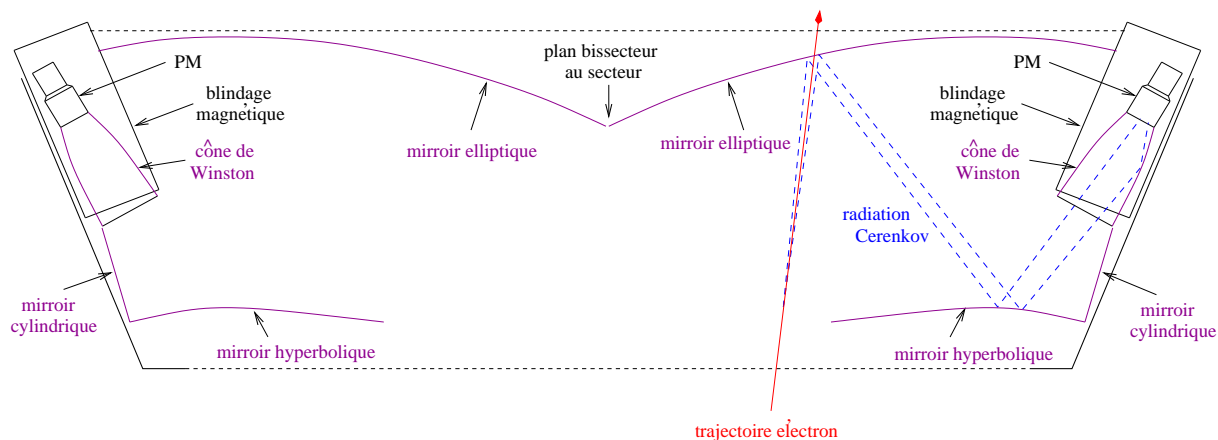


FIG. 2.10 – Schéma représentant l'arrangement optique d'une des 18 régions en θ de compteurs Čerenkov équipant chacun des six secteurs du détecteur CLAS. Chacune de ces régions est constituée de 2 modules symétriques par rapport au plan bissecteur du secteur.

régions voisines sont additionnés, de manière à ce que deux groupes voisins, comportant chacun quatre régions, présentent deux régions en commun. En effet, le premier groupe contient les régions 1 à 4, le deuxième les régions 3 à 6, et ainsi de suite. Chacun des 18 régions présente alors 8 groupes. En additionnant ainsi les signaux provenant de plusieurs régions de compteurs, on récupère l'information totale même lorsque l'électron dépose la lumière Čerenkov dans plus d'une région. De plus, on obtient une plus grande amplitude de signal, ce qui permet de choisir un seuil de déclenchement plus élevé et de réduire ainsi le bruit de fond.

L'indice de réfraction du C_4F_{10} ne permet pas aux pions d'impulsion inférieure à 2,5 GeV/c d'émettre de la lumière Čerenkov, ce qui permet de les discriminer des électrons. Par ailleurs, ce milieu gazeux permet une très bonne transmission de la lumière. Les compteurs Čerenkov permettent ainsi de rejeter les pions d'impulsion inférieure à 2,5 GeV/c. Au-delà de ce seuil, la séparation pions/électrons s'effectue à l'aide des calorimètres électromagnétiques qui vont être décrits dans la partie suivante.

2.5 Les calorimètres électromagnétiques

Le détecteur CLAS est équipé de six calorimètres électromagnétiques [35], un dans chaque secteur. Ils sont situés aux angles avant, juste derrière les scintillateurs de temps de vol. Leurs fonctions principales sont la détection des électrons (et la réjection des pions), la détection des photons (grâce à laquelle peut s'effectuer la reconstruction de mésons neutres décroissant en 2 photons, tels que les π^0 et les η), et la détection des neutrons. De plus, tout comme les compteurs Čerenkov (et les scintillateurs), ils participent

au déclenchement induit par les électrons.

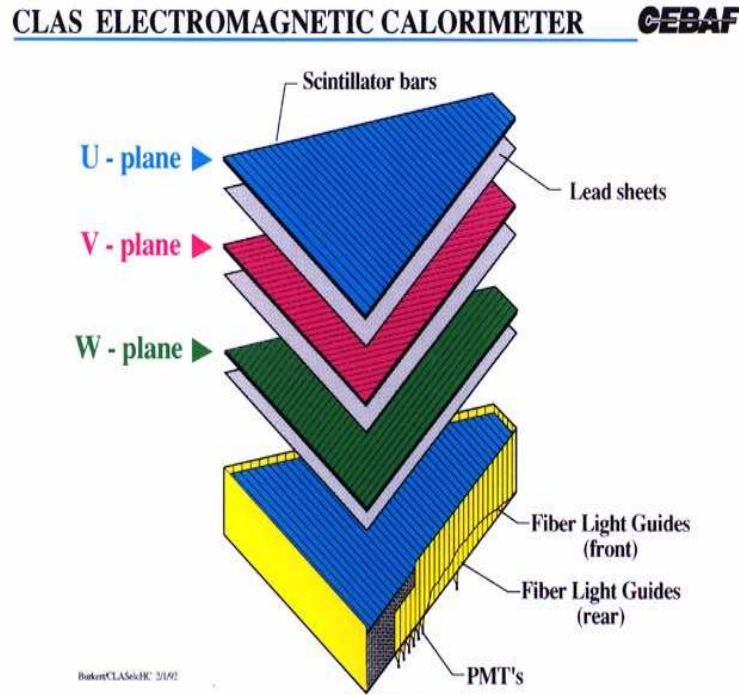


FIG. 2.11 – Vue “éclatée” d’un des six calorimètres électromagnétiques du détecteur CLAS.

De forme triangulaire, chacun des six calorimètres électromagnétiques couvre un domaine angulaire en θ (angle polaire) compris entre 8° et 45° . De type “sandwich”, chaque calorimètre comporte 39 couches, chacune de ces couches étant constituée d’une couche de scintillateurs plastiques associée à une plaque de plomb. La figure 2.11 illustre la configuration d’un calorimètre. L’épaisseur d’une couche de scintillateurs est de 1 cm, et celle d’une plaque de plomb de 2,2 mm. L’épaisseur totale du calorimètre représente alors 16 longueurs de radiation. Chaque couche de scintillateurs se divise en 36 bandes disposées parallèlement à un côté du triangle et numérotées de 1 à 36. L’orientation de ces 36 bandes diffère de 120° d’une couche à l’autre. Les bandes de scintillateurs définissent alors trois orientations ou vues dénommées U , V et W , comportant chacune 13 couches. Chacun des ces 36 scintillateurs, constitué de plastique scintillant Bicron BC412, est connecté à une fibre optique chargé de transporter la lumière de scintillation vers un photomultiplicateur. La largeur des scintillateurs est de 10 cm, et leur longueur varie entre 15 cm et 4,2 m.

Lorsqu’une particule interagit avec le calorimètre, les trois orientations ou vues U , V et W permettent d’obtenir une information tri-directionnelle de la localisation du dépôt d’énergie, comme l’illustre la figure 2.12.

Pour une séparation pions/électrons efficace, le calorimètre est divisé en deux parties :

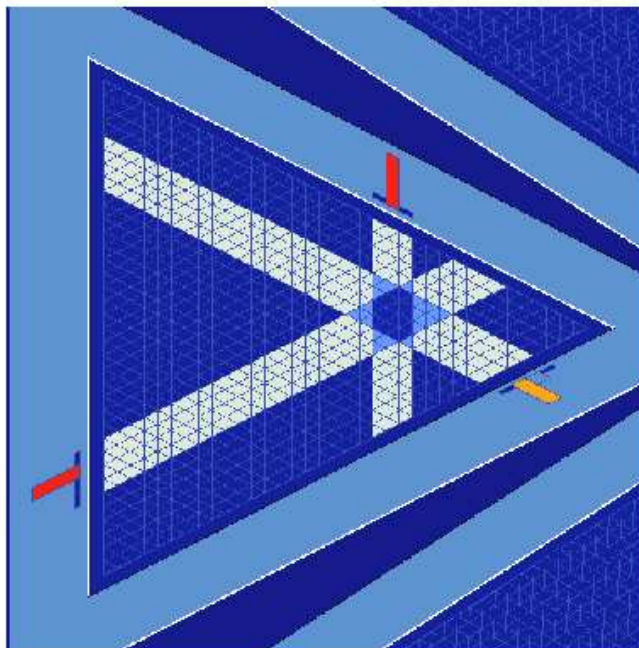


FIG. 2.12 – Vue d’un calorimètre électromagnétique du détecteur CLAS montrant le profil transverse d’une gerbe électromagnétique dont la localisation est obtenue grâce aux projections sur les 3 vues (U , V , W).

la partie avant ou *Inner* (contenant les 15 premières couches du calorimètre), et la partie arrière ou *Outer* (contenant les 24 dernières couches). Les 5 premières couches de chacune des trois vues U , V et W sont alors contenues dans la partie *Inner*, et les 8 dernières dans la partie *Outer*.

Pour un numéro de scintillateur donné (1-36) et une vue donnée (U , V ou W), un photomultiplicateur est associé à chacune des deux parties, *Inner* et *Outer*. Chacun des six calorimètres électromagnétiques comporte alors : 36 (scintillateurs ou bandes) $\times 3$ (vues) $\times 2$ (parties) = 216 photomultiplicateurs. Au total, on dénombre 1296 photomultiplicateurs et 8424 scintillateurs dans les six calorimètres électromagnétiques du détecteur CLAS.

L’une des fonctions principales des calorimètres est l’identification et la mesure de l’énergie des électrons (pour $E_e > 0,5$ GeV), ce qui permet la réjection des pions. Ceci s’effectue en comparant l’énergie déposée dans le calorimètre par la particule avec son impulsion calculée à partir de la courbure de sa trajectoire dans le champ magnétique toroïdal, et également en utilisant la séparation entre parties *Inner* et *Outer*. En effet, les électrons perdent pratiquement toute leur énergie dans la partie *Inner* avant de perdre le reste dans la partie *Outer*, tandis que les pions, particules au minimum d’ionisation, perdent leur énergie proportionnellement à l’épaisseur de calorimètre traversé. Pour des

impulsions supérieures à 2,5 GeV/c (au dessus du seuil Čerenkov des pions mentionné dans la section 2.4), la discrimination pions/électrons s'effectue uniquement à l'aide des calorimètres électromagnétiques.

Ces derniers ont également pour rôle la détection des photons et la mesure de leurs énergies, ce qui permet la reconstruction de mésons neutres tels que les π^0 et les η via la mesure des angles et de l'énergie des deux photons de leur décroissance. Les calorimètres permettent aussi la détection des neutrons avec des efficacités d'environ 50%.

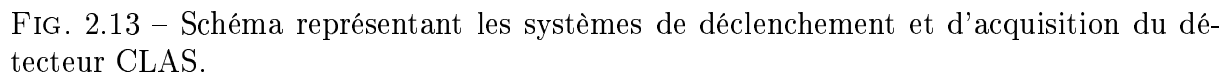
Les calorimètres fournissent un signal au système de déclenchement du détecteur CLAS lors de la détection d'un électron, se basant sur l'énergie totale déposée par celui-ci. Pour cela, les signaux des 216 photomultiplicateurs de chaque calorimètre sont additionnés et il peut en résulter différentes combinaisons : somme totale correspondant à l'énergie totale déposée par la particule, sommes partielles (partie *Inner*, partie *Outer*, somme des vues $U + V$, $V + W$, etc). La résolution en énergie $\frac{\Delta E}{E}$ est de l'ordre de $\frac{10\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$.

2.6 Le système de déclenchement

Un *événement* correspond à l'interaction d'un électron du faisceau avec un nucléon de la cible. Lors de chaque événement, les particules de l'état final interagissent avec les différents éléments constituant le détecteur CLAS et induisent des signaux qui vont être évalués par le système de déclenchement afin de déterminer si l'acquisition (l'enregistrement) de l'événement en question et donc des informations le concernant doit être déclenchée ou pas.

Le système de déclenchement du détecteur CLAS comporte deux niveaux (représentés sur la figure 2.13 avec les noms L-1 et L-2). Le niveau 1 se base sur les informations provenant des scintillateurs de temps de vol, des compteurs Čerenkov et des calorimètres électromagnétiques pour déterminer si un événement est à retenir ou pas (en l'occurrence si l'électron diffusé a été détecté ou pas). Les compteurs Čerenkov et les calorimètres, qui sont chargés de l'identification des électrons (se reporter aux sections précédentes 2.4 et 2.5), fournissent le cas échéant des signaux au système de déclenchement, indiquant la détection de l'électron. Plus précisément, les informations utilisées par le niveau 1 sont la localisation des coups dans les scintillateurs de temps de vol, les signaux produits dans les compteurs Čerenkov, et en ce qui concerne les calorimètres électromagnétiques, l'énergie déposée dans la partie *Inner*, ainsi que l'énergie totale déposée. Le niveau 1 du système de déclenchement considère que l'électron diffusé a effectivement été détecté si ces quantités dépassent certains seuils dénommés seuils de déclenchement. En l'occurrence, l'amplitude du signal produit dans les compteurs Čerenkov et l'énergie déposée dans la partie *Inner* du calorimètre tous deux supérieures à certains seuils de déclenchement permettent de rejeter les pions.

Les événements ayant passé le niveau 1 du système de déclenchement peuvent ensuite être éventuellement examinés par le niveau 2 (si l'on décide de l'utiliser) qui se charge alors de vérifier la présence de traces (à l'aide des informations provenant des chambres à



Les fonctions du système d'acquisition du détecteur CLAS sont de formater les différentes informations provenant des détecteurs, et de stocker les fichiers de données ainsi obtenus.

51

reconstituer les événements enregistrés. En effet, il collecte les informations numérisées et les transcrit dans des banques d'informations regroupées par événement. Un autre programme, nommé *Event Recorder* (ER sur la figure 2.13), se charge d'écrire ces banques d'informations dans des fichiers qui sont ensuite stockés temporairement sur des disques RAID (pour *Redundant Array of Inexpensive Disk*). Le taux d'acquisition des événements peut monter jusqu'à 4 kHz selon les conditions de l'expérience en cours. Quant au taux d'acquisition des données, il est limité à 25 Mo/s. Finalement, les fichiers de données sont copiés sur un silo de stockage de façon permanente.

Troisième partie

Un nouveau calorimètre électromagnétique complétant le détecteur CLAS et dédié à l'expérience DVCS

Chapitre 1

Conception et construction d'un calorimètre électromagnétique pour l'expérience DVCS

L'expérience DVCS [36] a nécessité la conception et la construction d'un calorimètre électromagnétique et d'un aimant solénoïdal. Ce chapitre présente le rôle du nouveau calorimètre électromagnétique, les contraintes ayant guidé sa conception et en donne une description détaillée.

1.1 Nécessité d'une acceptance accrue

Le détecteur CLAS couvre un très grand domaine angulaire en θ (angle polaire), ainsi qu'en ϕ (angle azimuthal). Malgré tout, certaines zones ne sont couvertes par aucun constituant "actif". En effet, aux angles avant, au-dessous de 8° autour de l'axe du faisceau, aucun détecteur n'est présent, et pour les angles légèrement au-dessus de 8° , l'acceptance azimuthale est très réduite par l'encombrement des bobines du tore. Si l'on veut étudier la réaction DVCS $ep \rightarrow ep\gamma$ de façon exclusive, il est nécessaire de détecter toutes les particules de l'état final, soient l'électron diffusé, le proton de recul et le photon produit. Or, le photon du DVCS ou du BH est typiquement émis aux angles avant.

La figure 1.1 représente une vue en coupe du détecteur CLAS et montre un événement DVCS/BH typique. On peut voir que l'électron diffusé et le proton de recul sont aisément détectés par les différents groupes de détecteurs constituant CLAS. Le photon DVCS/BH, quant à lui, étant typiquement émis vers les angles avant, peut échapper à l'acceptance du détecteur CLAS.

Jusqu'à présent, avec le détecteur CLAS, la réaction DVCS a été étudiée sans détecter le photon de l'état final, comme exposé dans la référence [16]. En effet, la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ peut être identifiée en étudiant la masse manquante M_X de la réaction $ep \rightarrow epX$. A cause de la résolution limitée de CLAS, le problème majeur dans ce cas pré-

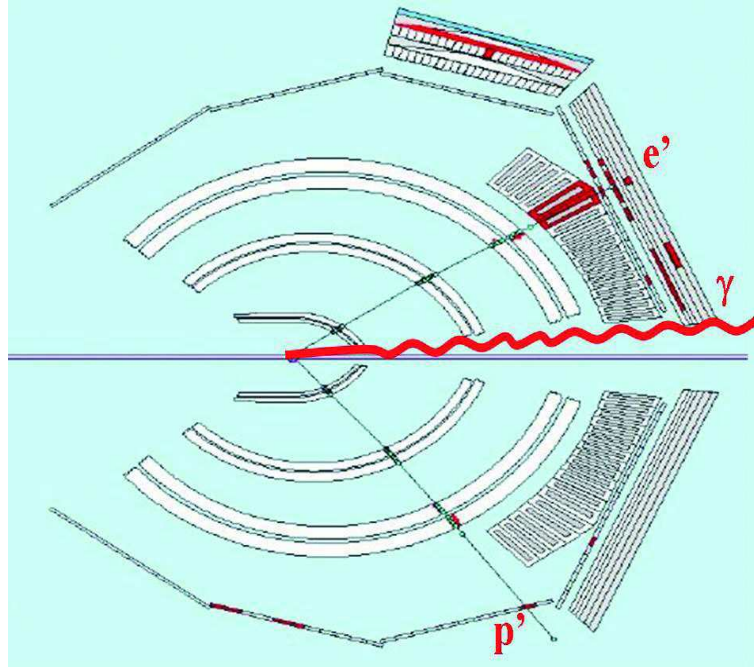


FIG. 1.1 – Représentation d'un événement DVCS/BH typique dans le détecteur CLAS. On observe la détection de l'électron diffusé et du proton de recul par les différents constituants de CLAS. Quant au photon DVCS/BH, étant typiquement émis vers les angles avant, il peut échapper à l'acceptance du détecteur CLAS.

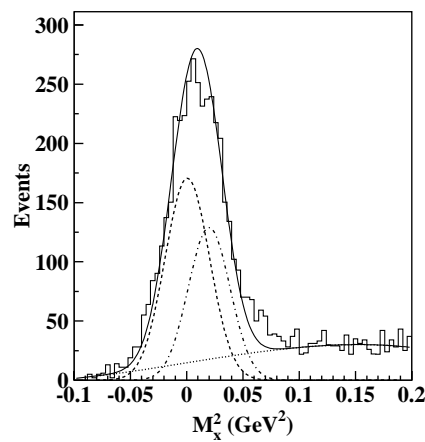


FIG. 1.2 – Masse manquante au carré M_X^2 de la réaction $ep \rightarrow epX$. Séparation des photons et des π^0 en utilisant la technique d'ajustement de deux fonctions gaussiennes, l'une centrée sur la masse au carré du photon et l'autre centrée sur celle du π^0 .

cis est le bruit de fond important que constitue la production de π^0 (la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0$).

La figure 1.2 représente la masse manquante au carré M_X^2 de la réaction $ep \rightarrow epX$ reconstituée à partir de données prises en 1999 avec le détecteur CLAS en utilisant un faisceau d'électrons dont l'énergie était de 4,25 GeV. On voit que la résolution n'est pas suffisante pour pouvoir séparer les événements $ep \rightarrow ep\gamma$ des événements $ep \rightarrow ep\pi^0$. La technique utilisée a été d'essayer d'ajuster M_X^2 par deux fonctions gaussiennes, l'une centrée sur la masse au carré du photon ($M_\gamma^2 \sim 0 \text{ GeV}^2$) et l'autre centrée sur celle du π^0 ($M_{\pi^0}^2 \sim 0,018 \text{ GeV}^2$). Le nombre d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$ a pu alors être déterminé à partir des paramètres d'ajustement.

Mais cela reste une mesure approximative. Il est clair qu'il faut détecter toutes les particules de l'état final (et en particulier le photon DVCS) afin d'obtenir des mesures précises. C'est dans ce cadre qu'a été lancé le projet DVCS proposant de construire un petit calorimètre électromagnétique et de l'installer aux angles avant, proche de la cible (au sein de la zone délimitée par la première région des chambres à dérive) afin d'être capable de détecter le photon DVCS.

1.2 Gerbes électromagnétiques

Il existe plusieurs types de calorimètres mais dans le cadre de notre projet, l'idée était de concevoir un détecteur composé d'un matériau lourd associé à un matériau scintillant. L'interaction dans un calorimètre électromagnétique d'un photon donne le même résultat que celle d'un électron, un résultat très particulier comparé aux autres types de particules.

Un électron (qui est une particule très légère) à haute énergie et au voisinage de l'élément lourd du calorimètre va être dévié de sa trajectoire et, ce faisant, va émettre un photon Bremsstrahlung (rayonnement de freinage). Ce photon a alors, au voisinage de l'élément lourd du calorimètre, une grande section efficace de création de paire électron-positron. Ces derniers vont alors, de nouveau, pouvoir émettre des photons Bremsstrahlung qui produiront de nouvelles paires électron-positron.

Il se produit alors le développement de ce que l'on appelle une gerbe électromagnétique, comme l'illustre la figure 1.3, avec une multitude de processus de création de paires électron-positron et de rayonnement Bremsstrahlung jusqu'à ce que la totalité de l'énergie de l'électron incident soit dissipée et convertie en lumière par le matériau scintillant. La lumière de scintillation résultante est alors récoltée à l'aide d'un photomultiplicateur ou d'une diode.

On comprend aisément que l'interaction d'un photon incident dans un calorimètre mène au même développement d'une gerbe électromagnétique, mis à part le fait que le premier processus est cette fois-ci la création d'une paire électron-positron au lieu du rayonnement d'un photon Bremsstrahlung.

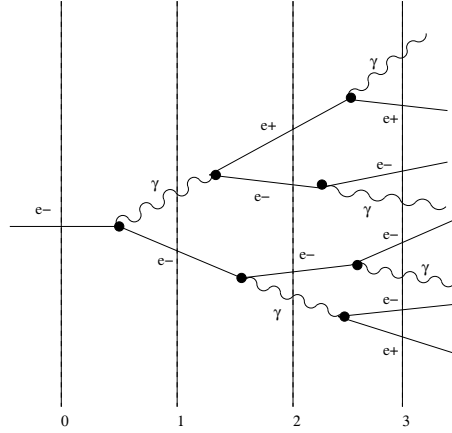


FIG. 1.3 – Schéma illustrant le développement d'une gerbe électromagnétique (cas où la particule incidente est un électron). Les lignes droites représentent les électrons et les positrons. Les lignes ondulées représentent les photons. Les chiffres en bas du schéma indiquent la distance mesurée en longueurs de radiation.

1.3 Contraintes et cahier des charges

Le nouveau calorimètre électromagnétique doit permettre la détection des photons de la réaction nous concernant avec une haute résolution en énergie ($\frac{5\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$), en angle ($\leq 0,5^\circ$) et à un taux de comptage élevé ($\sim \text{MHz}$). Il est situé aux angles avant, là où les flux de particules sont les plus importants.

Les petites dimensions du détecteur (16 cm de long maximum; critère imposé par l'intégration dans CLAS) demandent un matériel de haute densité pour le calorimètre. Le tungstamate de plomb, PbWO_4 , présentant une densité de $8,3 \text{ g/cm}^3$, a semblé le meilleur candidat (16 cm = 18 longueurs de radiation, c.-à-d. que l'énergie totale de la gerbe électromagnétique induite par le photon incident est presque entièrement contenue dans le calorimètre); c'est aussi un cristal à la réponse très rapide, ce qui est nécessaire pour tenir les hauts flux de particules attendus. Il a également l'avantage d'être bien résistant aux radiations.

La dimension des faces avant des cristaux ($1,33 \times 1,33 \text{ cm}^2$) est choisie de manière à ce qu'elle soit inférieure au rayon de Molière (c.-à-d. la dimension du profil transverse) de la gerbe électromagnétique. Ce calorimètre permet la détection des photons d'environ $4,5^\circ$ à 15° en angle polaire, les angles plus grands étant couverts par les calorimètres électromagnétiques de CLAS.

La quantité de lumière produite par scintillation dans les cristaux est lue à l'aide de photo-diodes à avalanche (APDs pour *Avalanche Photo-Diodes*) associées à des préamplificateurs. Ce choix est dû au fort champ magnétique environnant, généré par l'aimant

solénoïdal qui est décrit dans la section 1.5. Malgré leur gain (de l'ordre de 50) bien plus faible par rapport à un photomultiplicateur, ces photo-diodes à avalanche présentent en effet l'avantage d'être peu sensibles aux champs magnétiques.

Il est crucial d'assurer une bonne stabilisation en température du calorimètre car le taux de lumière de scintillation produite par les cristaux de PbWO_4 est très sensible aux changements de température : il diminue de 2% par $^\circ\text{C}$. Le gain des APDs y est également très sensible, diminuant également d'environ 2% par $^\circ\text{C}$. Le calorimètre doit par conséquent inclure un système de refroidissement assurant une bonne stabilisation thermique.

Par ailleurs, le calorimètre est équipé d'un système de monitoring par fibres optiques reliées à un laser (de type "Nd YAG") permettant de contrôler la stabilité de la réponse des nombreuses voies constituant le système et de vérifier la linéarité de cette réponse sur la dynamique couverte.

1.4 Description du calorimètre électromagnétique DVCS

Dans la répartition des nombreuses tâches constituant le projet DVCS, parmi la demi-douzaine d'instituts internationaux participant à l'expérience, l'IPN d'Orsay a pris en charge :

- l'étude et la réalisation mécanique de l'assemblage compact des 424 cristaux, qui pose, en particulier, des problèmes d'intégration d'un système de refroidissement et de stabilisation thermique, à $\pm 0,1^\circ\text{C}$ près (voir [37]),
- l'étude et la réalisation du dispositif électronique de traitement primaire des signaux, avec en particulier le développement et la construction de plus de 424 préamplificateurs à faible bruit et haute fréquence et d'une carte mère (voir [38] et [39]).

Largement inspiré du calorimètre électromagnétique de CMS [40], le calorimètre DVCS a été conçu tel qu'il se compose de 424 cristaux de tungstate de plomb (PbWO_4) assemblés comme l'indique la figure 1.4.

La zone vide située au centre du calorimètre permet le passage du faisceau d'électrons et correspond à un bloc virtuel de 21 cristaux.

Chaque cristal a la forme d'un trapézoïde, avec les dimensions indiquées sur la figure 1.5. La face avant, exposée du côté de la cible, représente un carré de surface $1,33 \times 1,33 \text{ cm}^2$, et la face arrière un carré de surface $1,6 \times 1,6 \text{ cm}^2$. On rappelle que la longueur de chaque cristal est de 16 cm (voir la section 1.3). La forme trapézoïdale a été choisie afin de minimiser les effets de bord.

La structure transparente du cristal permet le passage des photons de scintillation, ces derniers étant émis dans le domaine visible. Comme l'illustre la figure 1.6, chaque cristal est enveloppé de VM2000, un film polymère multicouches, d'une épaisseur de $65 \mu\text{m}$ et

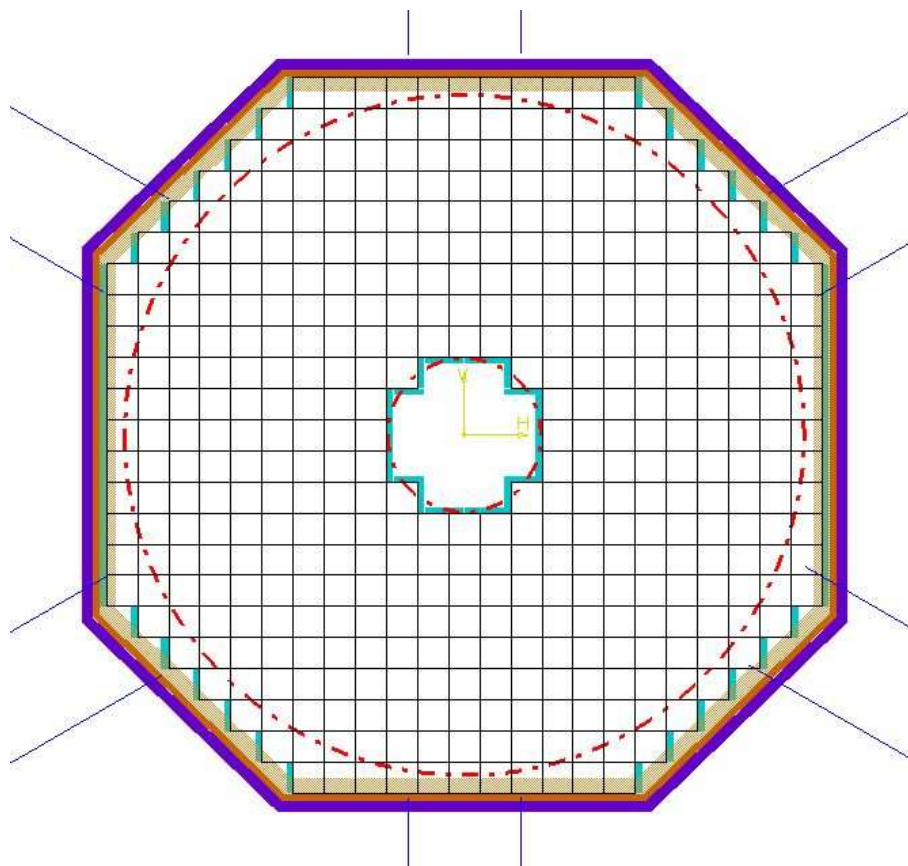


FIG. 1.4 – Configuration du nouveau calorimètre électromagnétique DVCS.

permettant de piéger la lumière de scintillation produite à l'intérieur de chaque cristal.

Les cristaux forment des rangées reposant sur de fines plaques d'acier inoxydable fixées sur des cadres en aluminium (voir les figures 1.6 et 1.7). Notons que les plaques ne portent pas les cristaux sur toute leur longueur, mais seulement en leurs extrémités (sur une longueur d'environ 4,5 mm à chaque extrémité). L'épaisseur de chaque plaque d'acier est de 120 μm . En minimisant la quantité d'acier présente dans le calorimètre, on minimise ainsi la perte d'énergie dans des structures "inactives". La disposition des cristaux dans chaque cadre en aluminium a été choisie telle que tous les cristaux de la rangée sont alignés à l'avant (en contact avec la partie avant du cadre). Par ailleurs, la disposition des cadres les uns par rapport aux autres est telle que l'on trouve au moins un coin de la face avant de chacun des 424 cristaux constituant le calorimètre dans un même plan vertical.

La collection des photons de scintillation, émis dans le domaine visible, permet d'acquérir l'information sur l'énergie déposée par la particule incidente et sur la localisation (soit l'identité du ou des cristaux concernés) où elle a été déposée. Pour effectuer la lecture de cette information, des APDs, fabriquées par Hamamatsu et présentant une surface active de $5 \times 5 \text{ mm}^2$, sont placées sur la face arrière de chaque cristal (1 APD par cris-

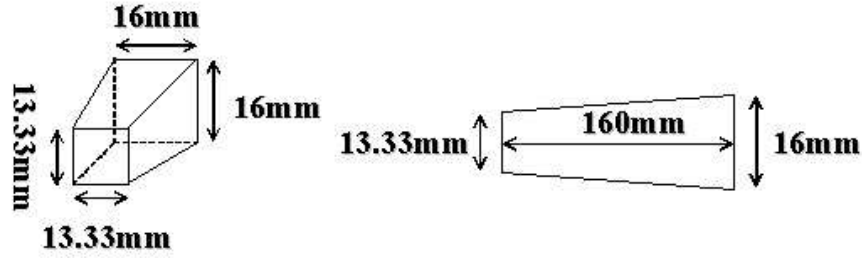


FIG. 1.5 – Schéma indiquant les dimensions des cristaux de tungstanate de plomb (PbWO_4).

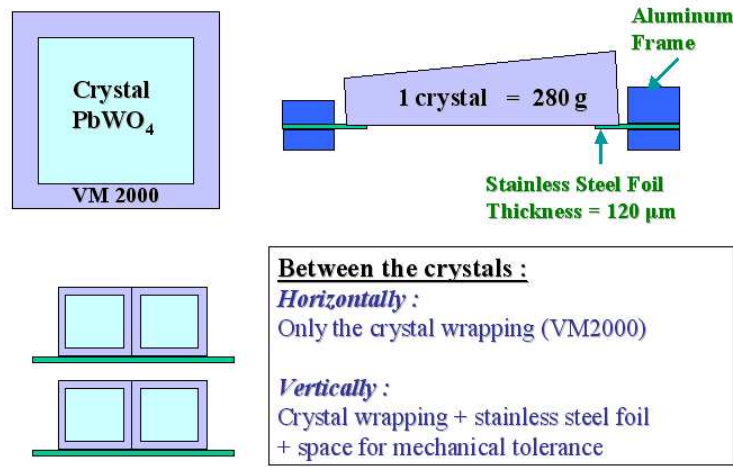


FIG. 1.6 – Schéma montrant la disposition des cristaux sur les plaques d'acier.

tal). Leur rendement quantique (rapport du nombre de photo-électrons sur le nombre de photons incidents) est de l'ordre de 70-75%. Leur gain étant assez faible, de l'ordre de 50, les APDs sont associées à des préamplificateurs. Ces derniers viennent tous s'insérer dans une carte mère permettant l'envoi de ces signaux de charge et de temps respectivement à des ADCs (*Analogic-to-Digital Converters*) et des TDCs (*Time-to-Digital Converters*). Considérant les variations en fonction de la température du taux de scintillation des cristaux et du gain des APDs, la stabilisation en température du calorimètre est essentielle et a été assurée à $\pm 0,1^\circ\text{C}$ par un système de refroidissement conçu par les ingénieurs de l'IPN d'Orsay.

Voici les 3 informations fournies par le calorimètre électromagnétique sur les particules détectées et qui seront disponibles lors de l'analyse des données de l'expérience :

- ID (*Identity*) : permet d'identifier chacun des cristaux touchés,
- ADC (*Analogic-to-Digital Convector*) : donne l'énergie déposée dans chaque cristal,
- TDC (*Time-to-Digital Convector*) : fournit le temps de vol des particules détectées.

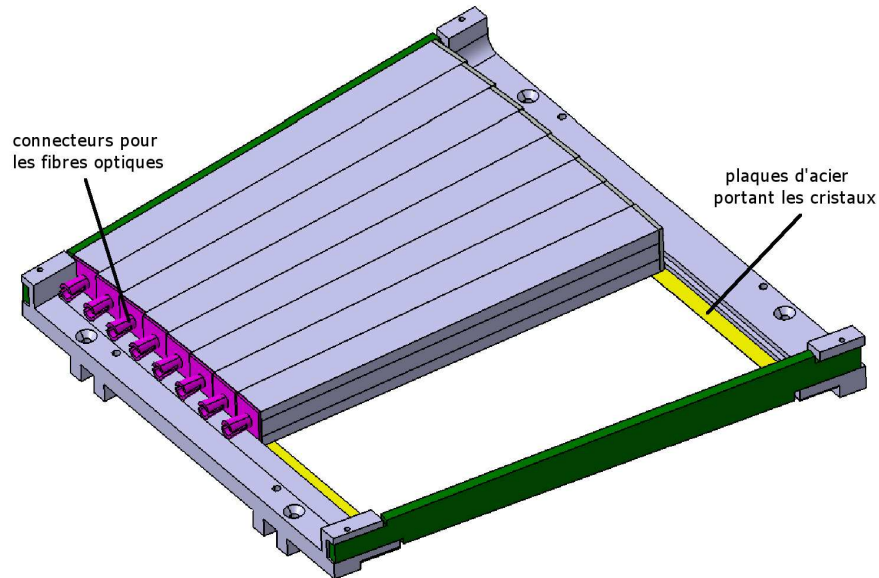


FIG. 1.7 – Schéma d'un cadre d'aluminium accompagné de quelques cristaux. Les fines plaques d'acier de $120\ \mu\text{m}$ d'épaisseur chargées de porter les cristaux sont représentées en jaune. On visualise également, en violet, les férules en plastique collées à l'avant de chaque cristal et dans lesquelles s'insèrent les fibres optiques du système de monitoring.

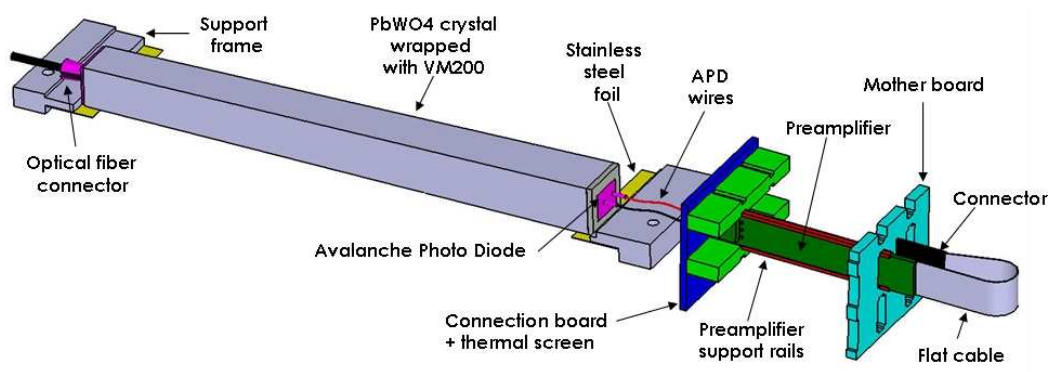


FIG. 1.8 – Schéma décrivant la chaîne cristal + APD + préamplificateur + carte mère.

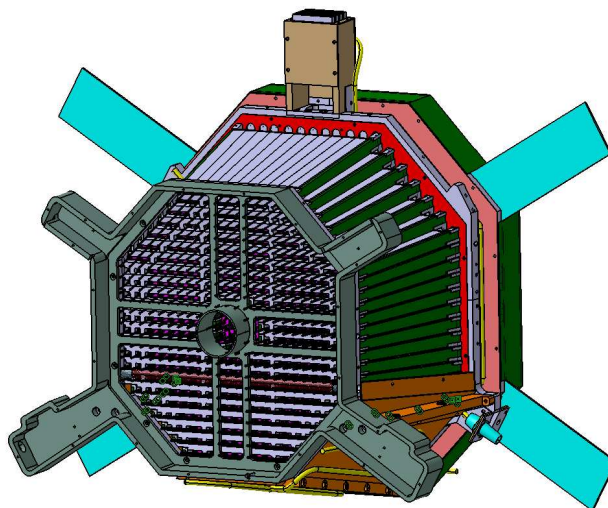


FIG. 1.10 – Schéma représentant la structure mécanique du calorimètre électromagnétique DVCS.

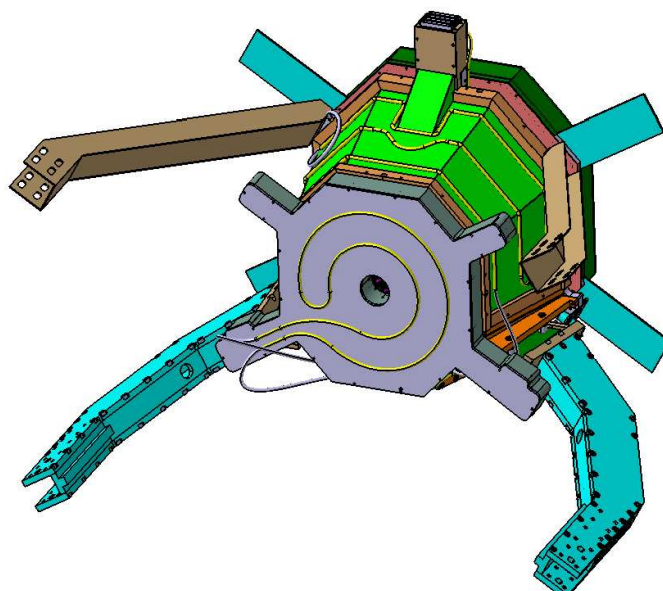


FIG. 1.11 – Schéma montrant l'aspect final (hors isolation thermique extérieure) du calorimètre électromagnétique DVCS.

1.5 Construction d'un aimant solénoïdal pour l'expérience DVCS

1.5.1 Confinement magnétique des électrons Møller

En parallèle à l'intégration du nouveau calorimètre électromagnétique qui a pour rôle de détecter les photons émis vers l'avant, un aimant solénoïdal supraconducteur a été construit (au DAPNIA Saclay) afin d'être installé autour de la cible. Une contrainte propre aux expériences effectuées avec des faisceaux d'électrons est qu'il faut tenir compte du bruit de fond important que constitue la diffusion Møller ($ee \rightarrow ee$), c.-à-d. la diffusion des électrons du faisceau sur ceux du cortège électronique des atomes de la cible. En effet, les électrons du faisceau incident subissent non seulement la diffusion par les nucléons (qui est notre principal source d'intérêt pour étudier la structure du nucléon) constituant la cible, mais également celle induite par les électrons autour des noyaux. Les électrons de recul ainsi créés sont appelés électrons Møller, et malgré leur faible énergie, ils représentent un bruit de fond considérable étant donné leur nombre (plusieurs milliers pendant ~ 120 ns, le temps d'ouverture de la porte des chambres à dérive, à une luminosité typique pour CLAS de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, par exemple) et peuvent noyer complètement la première région des chambres à dérive sous leur quantité. Il faut donc piéger ces électrons Møller, dont la caractéristique est une relative faible énergie (typiquement de l'ordre de quelques MeV). Ceci se fera *magnétiquement*, grâce à un champ solénoïdal d'environ 5 Tesla, généré autour de la cible et qui va confiner ces électrons Møller de basse énergie autour de l'axe du faisceau en les faisant spiraler autour des lignes de champ et ainsi les empêcher de pénétrer dans les détecteurs constituant CLAS, en particulier les chambres à dérive. La conception de ce solénoïde a été prise en charge par le groupe du SPhN Saclay impliqué dans le projet DVCS.

1.5.2 Les avantages du nouvel aimant solénoïdal

Ce solénoïde supraconducteur est composé de deux bobines concentriques. La bobine interne présente une section trapézoïdale. La bobine externe, quant à elle, présente une section rectangulaire, et sa fonction est la compensation du champ de fuite afin de limiter les efforts mécaniques sur l'aimant toroïdal de CLAS. Les deux bobines sont montées en série afin de contrôler le champ en cas de *quench*¹.

Le détecteur CLAS possède déjà, dans sa configuration standard, un aimant dont le rôle est de confiner *magnétiquement* les électrons Møller. Il s'agit d'un mini-tore. L'intégration du nouveau calorimètre électromagnétique au sein de CLAS demande de générer un champ magnétique plus fort que d'habitude de manière à obtenir un confinement ma-

¹Alimenté par un courant très élevé, et par conséquent générant un champ très important, un aimant supraconducteur peut devenir instable et se décharger rapidement en libérant de la chaleur. On parle alors de *quench*.

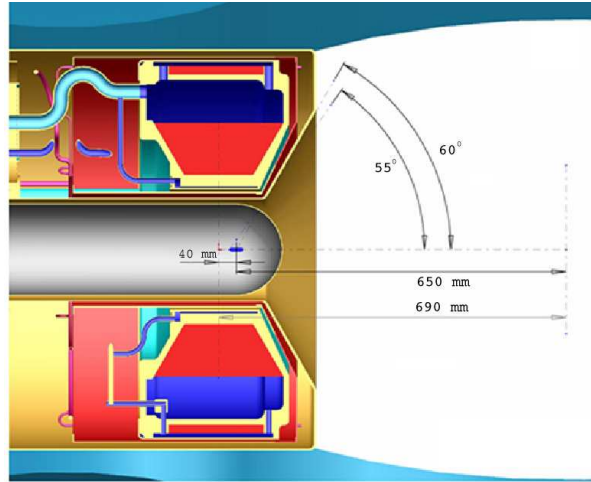


FIG. 1.12 – Schéma en coupe du nouvel aimant solénoïdal.

gnétique plus efficace. Le nouvel aimant solénoïdal, qui sera capable de fournir un champ magnétique pouvant monter jusqu'à presque 5 Tesla, remplacera le mini-tore dans le dispositif expérimental de l'expérience DVCS.

Il était également possible d'utiliser un autre aimant existant et déjà utilisé lors d'autres expériences du Hall B : un aimant constitué de bobines de Helmholtz, capable également de fournir un champ magnétique intense. Mais il a été choisi de concevoir et de construire ce solénoïde dont l'avantage principal sera son angle d'ouverture (la sortie de la chambre de diffusion) de 60° , qui est bien plus large que celui de l'aimant constitué de bobines de Helmholtz qui est de 45° . Dans le cadre de l'étude de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$, cet angle d'ouverture élevé permettra la détection des protons de recul de plus faible impulsion, et donc d'élargir le domaine de cinématique observé. Plus précisément, cela permettra l'accès aux petits t (t étant le carré de la quadri-impulsion transférée au proton).

1.6 Un prototype pour le calorimètre électromagnétique DVCS

Un prototype pour le calorimètre a été construit et testé sous le faisceau de CEBAF en décembre 2003. Il était constitué de 100 cristaux de tungstate de plomb PbWO_4 .

Les électroniciens de l'IPN d'Orsay ont participé activement au développement de deux types de préamplificateurs : *émetteur suiveur* et *base commune*. Le test sous faisceau du prototype a été l'occasion de tester les deux types de préamplificateurs et de comparer leurs performances respectives dans des conditions réelles d'expérience afin de décider lequel des deux types de préamplificateurs il fallait choisir. Nous avons finalement opté pour les préamplificateurs de type *base commune* car ils étaient plus rapides (20 ns de temps de montée), ce qui à charge égale se traduit par un seuil en énergie plus bas pour les TDCs et une porte ADC plus étroite.

Chapitre 2

Simulation avec GEANT du calorimètre électromagnétique DVCS

2.1 Le rôle de la simulation

Les expériences de physique mettant en jeu des particules de haute énergie étant devenues, au fil du temps, de plus en plus complexes et à grande échelle, le rôle de la simulation est devenu essentiel.

En effet, de manière générale, la simulation permet de :

- concevoir et optimiser les détecteurs,
- développer et tester les programmes de reconstruction et d'analyse,
- interpréter les données expérimentales récupérées grâce au détecteur en les comparant aux données simulées.

Parmi les différents programmes de simulation disponibles, figure le programme GEANT qui va maintenant être présenté.

2.2 GEANT, le programme de simulation de la physique subatomique

GEANT (pour *GEometry ANd Tracking*) est un programme du CERN [41] permettant d'effectuer la description et la simulation de détecteurs de particules. Il fournit les informations liées au passage de particules élémentaires à travers la matière. Ce programme trouve aujourd'hui des applications en dehors du domaine de la physique des hautes énergies pour lequel il avait été conçu. En effet, il peut être également utilisé dans des domaines tels que la médecine, la biologie, la radioprotection, l'astronautique, etc.

La toute première version de GEANT remonte à 1974 et ne permettait qu'une simulation très sommaire. Le programme GEANT3 a vu le jour en 1982 et a été écrit en langage FORTRAN. Il a été développé pendant de nombreuses années, la version la plus

récente étant la version 3.21. Puis, à la fin de l'année 1998, le programme GEANT4 a fait son apparition. Écrit en langage C++, et bénéficiant donc d'une programmation orientée objet, GEANT4 est le programme GEANT actuellement en développement.

De façon plus détaillée, le programme GEANT donne la possibilité de :

- établir la description d'un dispositif expérimental par la construction de volumes géométriques constituant une structure détaillée. A chaque volume sont associés le matériau constitutif, ainsi qu'un numéro d'étiquetage, ce qui est indispensable pour suivre correctement le parcours des particules,
- utiliser des générateurs d'événements Monte Carlo,
- suivre le parcours des particules à travers les différentes zones du dispositif expérimental, en s'appuyant sur la physique découlant des interactions des particules avec la matière et les champs magnétiques présents,
- stocker les informations liées aux trajectoires des particules et aux réponses des détecteurs dans des banques d'informations,
- visualiser les détecteurs et les trajectoires des particules.

Les membres de la collaboration CLAS ont développé un programme de simulation sous GEANT3, nommé GSIM, avec l'implantation des géométries des nombreux éléments constituant le détecteur CLAS.

Ayant pour objectif d'intégrer la géométrie du calorimètre électromagnétique DVCS dans celle du détecteur CLAS, il a été naturellement décidé d'effectuer la simulation du nouveau calorimètre en utilisant GEANT3, et plus précisément la version 3.21.

Un des travaux effectués au cours de cette thèse a consisté à implanter la géométrie du nouveau calorimètre électromagnétique DVCS dans GSIM afin d'obtenir un programme de simulation reproduisant le plus fidèlement possible le dispositif prévu pour l'expérience DVCS. La section suivante décrit la manière dont cette implantation a été effectuée.

2.3 Implantation de la géométrie du calorimètre électromagnétique DVCS dans GSIM, le programme de simulation GEANT de CLAS

Pour rappel, une description détaillée de la géométrie du calorimètre se trouve dans la section III 1.4, page 59.

2.3.1 Définition et placement des volumes dans GSIM

La première étape de l'implantation de la géométrie d'un détecteur sous GEANT3 est la définition et le placement des volumes capables de reproduire cette géométrie à l'aide

des divers types de volumes élémentaires prédéfinis dans GEANT3.

Tout volume sous GEANT3 doit être défini à l'intérieur d'un volume-mère qui sert de référence. En effet, le placement du volume considéré s'effectue par rapport au référentiel de son volume-mère. Dans notre cas, le volume-mère global de GSIM englobant tous les volumes-mères et leurs descendants est appelé 'CLAS'.

Avant de définir les nombreux volumes élémentaires constituant la géométrie du calorimètre électromagnétique DVCS, il était donc nécessaire de créer un volume-mère chargé de les contenir.

Un volume de type TUBE nommé 'IC' (pour *Inner Calorimeter*) a alors été défini et placé directement à l'intérieur du volume-mère global 'CLAS'. Il a pour rôle de contenir tous les volumes élémentaires chargés de représenter les cristaux, les plaques d'acier sur lesquelles ces derniers reposent, et tous les autres éléments faisant partie de la géométrie du calorimètre. Ainsi, le placement de tous ces volumes s'effectue par rapport au référentiel du volume-mère 'IC'.

Parmi les nombreux types de volumes élémentaires prédéfinis, GEANT3 propose trois types de trapézoïdes dont TRD2 qui s'avère le mieux adapté à la forme des cristaux.

Comme l'illustre la figure 2.1, cinq paramètres sont nécessaires pour la définition d'un volume de type TRD2 : les petites demi-largeurs $dX1$ et $dY1$, les grandes demi-largeurs $dX2$ et $dY2$, et la demi-longueur dZ . Les faces avant et arrière des cristaux étant de forme carrée, on a $dY1=dX1$ et $dY2=dX2$. La définition du volume élémentaire représentant chaque cristal repose alors sur trois paramètres. Dans la suite, on appelle h la demi-hauteur au milieu du cristal (comme indiqué sur la figure 2.1).

Les volumes élémentaires chargés de représenter les plaques d'acier sont définis de façon similaire, à partir du type de volume TRD1 (qui est un autre type de trapézoïde), décrit par la figure 2.2, qui ne comporte que quatre paramètres : $dX1$, $dX2$, dY et dZ (on a $dY=dY1=dY2$ si on compare à TRD2).

Si l'on fait abstraction de la zone vide (due au passage du faisceau) située au centre du calorimètre, on peut considérer que ce dernier présente sept différentes largeurs de rangées de cristaux : 11, 13, 15, 17, 19, 21 et 23 cristaux (voir la figure 1.4, page 60). Il est alors nécessaire de définir sept volumes de type TRD1 pour représenter les sept plaques différentes avec les dimensions correspondantes.

Le placement d'un volume sous GEANT3 s'effectue toujours par rapport au référentiel de son volume-mère. Il nécessite alors deux ensembles d'éléments qui sont :

- les coordonnées (X, Y, Z) du centre du volume dans le référentiel du volume-mère,
- l'ensemble des 6 angles (3 angles radiaux et 3 angles azimutaux) définissant le référentiel local (2 angles par axe) du volume à placer par rapport à celui du volume-mère, ce qui détermine son orientation.

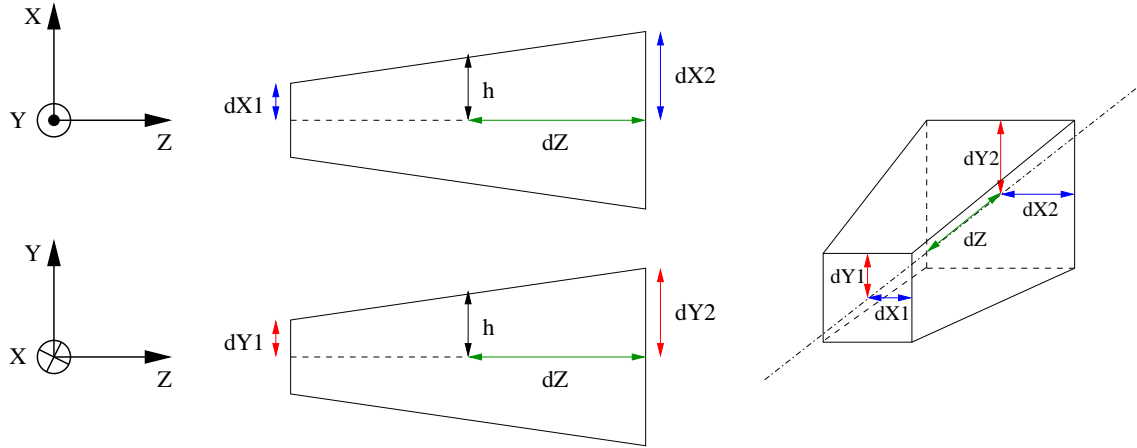


FIG. 2.1 – Définition du volume élémentaire chargé de représenter chaque cristal : caractéristiques d'un volume TRD2 ($dX1$, $dX2$, $dY1$, $dY2$, dZ). Les faces avant et arrière du cristal étant carrées, on a $dY1=dX1$ et $dY2=dX2$.

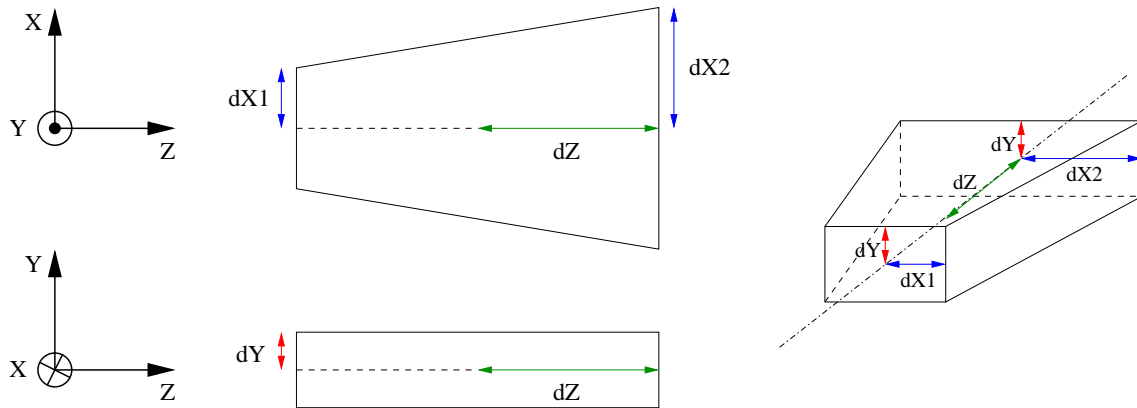


FIG. 2.2 – Définition d'une plaque d'acier : caractéristiques d'un volume TRD1 ($dX1$, $dX2$, dY , dZ).

Il est donc nécessaire de définir ces différents paramètres (angles de rotation et coordonnées) pour chacun des éléments constituant le calorimètre électromagnétique DVCS.

2.3.2 La géométrie du calorimètre définie de façon analytique

L'étude de la géométrie du calorimètre a débuté par l'analyse de la construction d'une rangée horizontale de cristaux, suivie de celle de la construction d'une rangée verticale. Dans GSIM, le plan horizontal est défini par l'axe (OX), et le plan vertical par l'axe (OY), tandis que l'axe du faisceau est donné par l'axe (OZ).

Appelons α l'angle défini par chaque cristal (volume trapézoïdal de type TRD2). Considérant les dimensions d'un cristal (voir la section III 1.4, et en particulier la figure 1.5, page 61), on a $\alpha \simeq 0,967^\circ$. Le volume-mère 'IC' a été défini et placé de manière à ce que les faces latérales d'un cristal central virtuel qui serait centré sur l'axe du faisceau ($X=Y=0$) et orienté selon l'axe (OZ) convergent vers le centre de 'IC'. De cette manière, les orientations des cristaux peuvent être définies à l'aide de rotations d'un angle multiple de α , l'orientation d'un volume donné sous GEANT3 étant toujours définie par rapport au référentiel de son volume-mère. On appelle C_0 ce cristal central virtuel et L la distance entre son centre et ce "point focal" virtuel que représente le centre de 'IC'.

Déterminons dans un premier temps les coordonnées des centres des différents volumes représentant les cristaux. La détermination des orientations des volumes sera exposée dans un second temps.

Considérons une rangée horizontale de cristaux définie pour $Y=0$. Ces cristaux sont alors alignés suivant l'axe (OX) et on attribue à chacun d'entre eux un coefficient i tel que l'on ait les valeurs $i = -i_{max}, \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots, i_{max}$. De façon similaire, pour une rangée verticale de cristaux définie pour $X=0$, les cristaux sont alignés suivant l'axe (OY) et ils se voient attribuer un coefficient j tel que l'on ait les valeurs $j = -j_{max}, \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots, j_{max}$. Dans ces conditions, le cristal central virtuel C_0 se voit attribuer les valeurs ($i = 0, j = 0$). Et de manière générale, chaque cristal se voit attribuer un couple de valeurs (i, j).

Voici à présent la description des différentes étapes constituant la construction d'une rangée horizontale de cristaux (suivant l'axe (OX), avec $Y=0$) et de celles constituant la construction d'une rangée verticale (suivant l'axe (OY), avec $X=0$).

Commençons par l'étude des premières étapes permettant la construction d'une rangée horizontale de cristaux (suivant l'axe (OX), avec $Y=0$).

Le placement du cristal C_0 ($i = 0, j = 0$) est immédiat, les coordonnées de son centre étant ($X=0, Y=0, Z=L$). On détermine alors les coordonnées (X, Y, Z) du centre du cristal voisin ($i = 1, j = 0$) en décomposant la translation le séparant du centre du cristal

C_0 . Ceci est illustré par la figure 2.3.

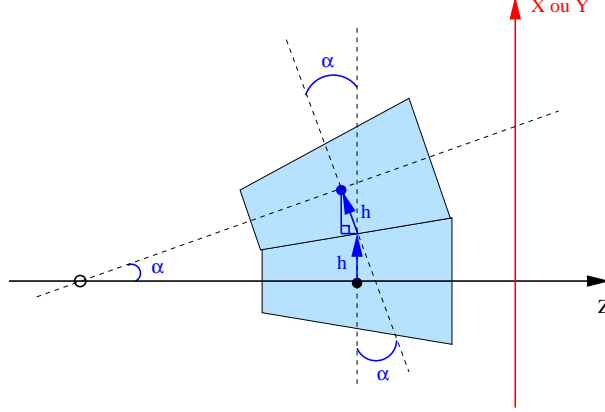


FIG. 2.3 – Placement (provisoire) du cristal C_0 et de son plus proche voisin.

Les translations nécessaires pour rejoindre le centre du cristal ($i = 1, j = 0$) à partir de celui du cristal C_0 ($i = 0, j = 0$) sont alors les suivantes :

$$\begin{cases} \text{suivant (OX)} : M_{XX}^{(i=1)} = +h[1 + \cos(\alpha)] \\ \text{suivant (OZ)} : M_{XZ}^{(i=1)} = -h \sin(\alpha) \end{cases}$$

De même, les translations nécessaires pour rejoindre le centre du cristal ($i = 2, j = 0$) à partir de celui du cristal C_0 ($i = 0, j = 0$) sont les suivantes (voir la figure 2.4) :

$$\begin{cases} \text{suivant (OX)} : M_{XX}^{(i=2)} = M_{XX}^{(i=1)} + h[\cos(\alpha) + \cos(2\alpha)] \\ \text{suivant (OZ)} : M_{XZ}^{(i=2)} = M_{XZ}^{(i=1)} - h[\sin(\alpha) + \sin(2\alpha)] \end{cases}$$

En généralisant, on obtient les translations nécessaires pour rejoindre le centre du cristal ($i, j = 0$) à partir de celui du cristal C_0 ($i = 0, j = 0$) :

$$\begin{cases} \text{suivant (OX)} : M_{XX}^{(i)} = M_{XX}^{(i-1)} + h[\cos((i-1)\alpha) + \cos(i\alpha)] \\ \text{suivant (OZ)} : M_{XZ}^{(i)} = M_{XZ}^{(i-1)} - h[\sin((i-1)\alpha) + \sin(i\alpha)] \end{cases}$$

De même, pour la construction d'une rangée verticale de cristaux (suivant l'axe (OY), avec $X=0$), les premières étapes sont identiques à celles présentées pour le cas d'une rangée horizontale.

Les translations nécessaires pour rejoindre le centre du cristal ($i = 0, j = 1$) à partir de celui du cristal C_0 ($i = 0, j = 0$) sont alors les suivantes (voir la figure 2.3) :

$$\begin{cases} \text{suivant (OY)} : M_{YY}^{(j=1)} = +h[1 + \cos(\alpha)] \\ \text{suivant (OZ)} : M_{YZ}^{(j=1)} = -h \sin(\alpha) \end{cases}$$

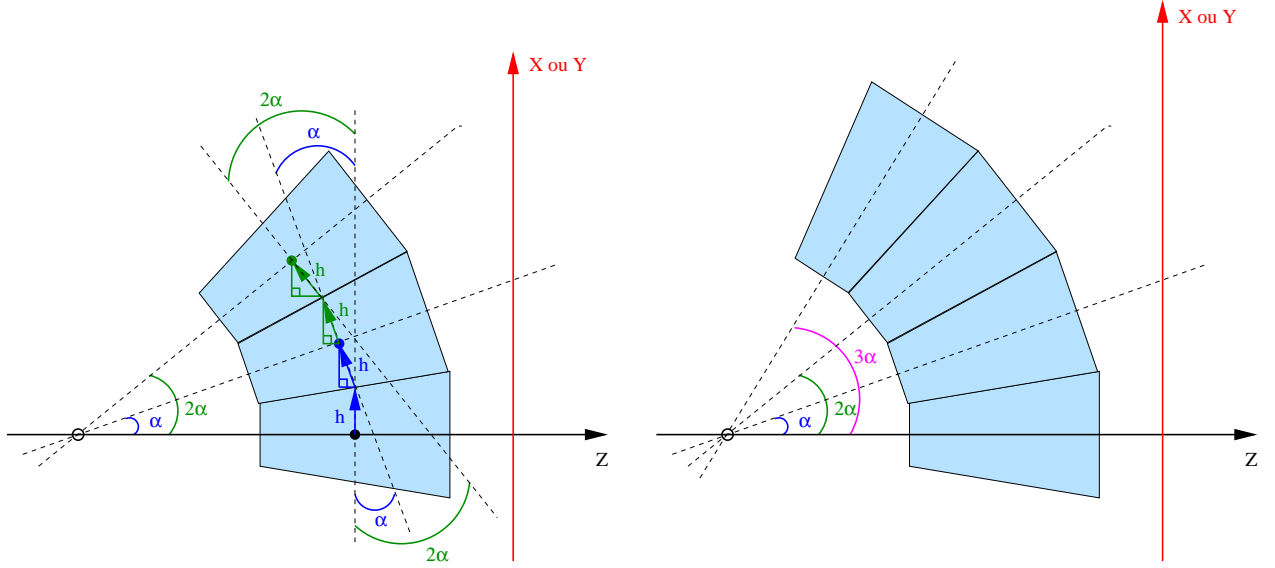


FIG. 2.4 – Placement (provisoire) du cristal C_0 et des cristaux i (ou j) = 1, 2 et 3. Dans cette configuration, tous les cristaux pointent vers un même “point focal”.

Pour la détermination des translations nécessaires pour rejoindre le centre du cristal ($i = 0, j = 2$) à partir de celui du cristal C_0 ($i = 0, j = 0$), on peut se reporter à la figure 2.4.

En généralisant, les translations nécessaires pour rejoindre le centre du cristal ($i = 0, j$) à partir de celui du cristal C_0 ($i = 0, j = 0$) sont les suivantes :

$$\begin{cases} \text{suivant (OY)} : & M_{YY}^{(j)} = M_{YY}^{(j-1)} + h[\cos((j-1)\alpha) + \cos(j\alpha)] \\ \text{suivant (OZ)} : & M_{YZ}^{(j)} = M_{YZ}^{(j-1)} - h[\sin((j-1)\alpha) + \sin(j\alpha)] \end{cases}$$

Comme cela a été montré précédemment dans la section III 1.4, tous les cristaux constituant le calorimètre électromagnétique DVCS sont alignés à l’avant, c.-à-d. qu’au moins un coin de la face avant de chacun des 424 cristaux se trouve dans un même plan vertical.

Il reste donc à déterminer les translations nécessaires à l’alignement des cristaux à l’avant et, dans le cas de la rangée verticale, également celles permettant de reproduire l’espace présent entre chaque rangée de cristaux, là où se situent les fines plaques d’acier.

Les schémas constituant la figure 2.5 montrent le placement (définitif) des cristaux *dans le cas d’une rangée horizontale* (suivant l’axe (OX), avec $Y=0$).

Ils montrent en détail les translations élémentaires nécessaires à l’alignement des cristaux à l’avant.

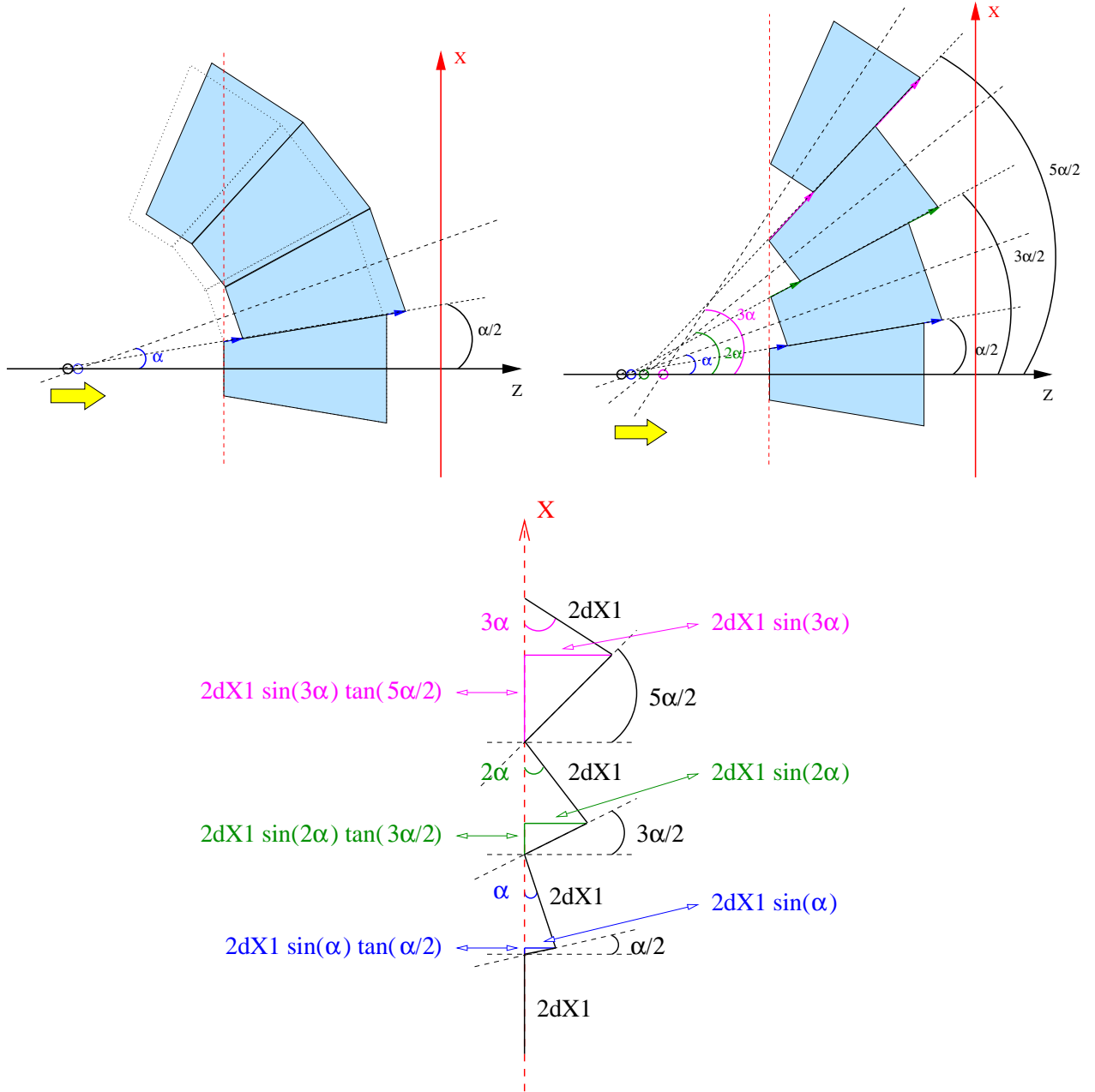


FIG. 2.5 – Placement (définitif) du cristal C_0 et des cristaux $i = 1, 2$ et 3 dans le cas d'une rangée horizontale (suivant l'axe (OX), avec $Y=0$). Les cristaux sont maintenant alignés à l'avant (voir la figure en haut, à droite). Par conséquent, ils ne pointent plus vers le même point. Le schéma du bas montre en détail les translations élémentaires nécessaires à l'alignement des cristaux à l'avant.

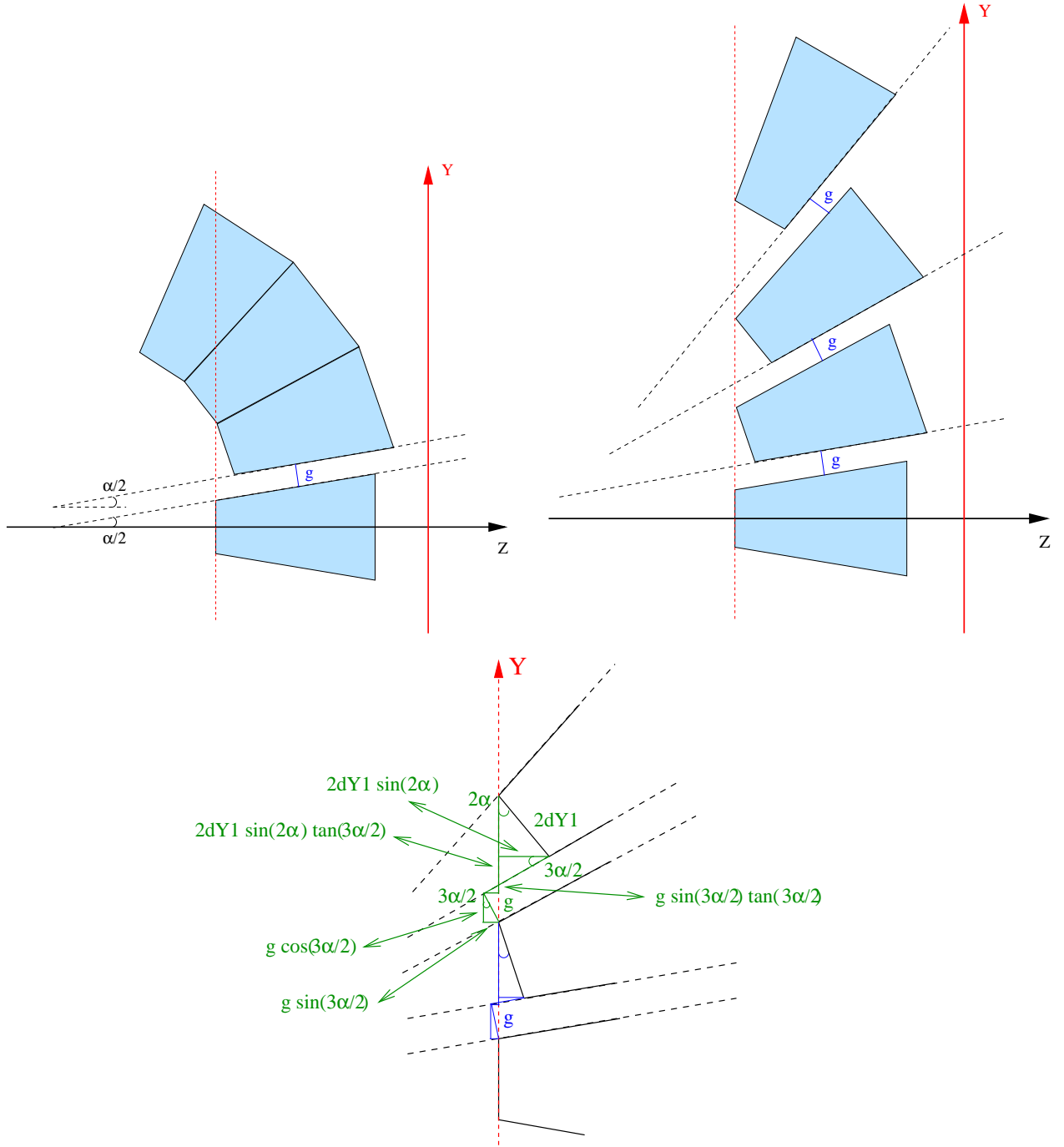


FIG. 2.6 – Placement (définitif) du cristal C_0 et des cristaux $j = 1, 2$ et 3 dans le cas d'une rangée verticale (suivant l'axe (OY), avec $X=0$). Les cristaux sont maintenant alignés à l'avant et sont écartés les uns des autres avec la distance g entre les faces latérales de deux cristaux voisins (voir la figure en haut, à droite). Le schéma du bas montre en détail les translations élémentaires nécessaires à l'alignement des cristaux à l'avant et à leur écartement les uns par rapport aux autres.

Pour le cristal ($i, j = 0$), ces translations se présentent de la manière suivante :

$$\begin{cases} \text{suivant (OX)} : & P_{XX}^{(i)} = P_{XX}^{(i-1)} + 2dX1 \sin(i\alpha) \tan[(2i-1)\frac{\alpha}{2}] \\ \text{suivant (OZ)} : & P_{XZ}^{(i)} = P_{XZ}^{(i-1)} + 2dX1 \sin(i\alpha) \end{cases}$$

où $dX1$ est la petite demi-largeur du volume de type TRD2 (trapézoïde) chargé de représenter chaque cristal (voir la figure 2.1). $2dX1$ représente donc la largeur de la face avant de chaque cristal (les faces avant et arrière des cristaux sont carrées ; on a donc $dX1=dY1$ et $dX2=dY2$).

Les schémas constituant la figure 2.6 montrent le placement (définitif) des cristaux dans le cas d'une rangée verticale (suivant l'axe (OY), avec $X=0$).

Avant d'effectuer l'alignement des cristaux à l'avant, nous devons d'abord procéder à l'écartement des cristaux les uns par rapport aux autres de manière à ce que les faces latérales de deux cristaux voisins restent parallèles mais séparées d'une distance g égale à $300 \mu\text{m}$.

Ces schémas montrent en détail les translations élémentaires nécessaires à l'écartement des cristaux les uns par rapport aux autres et à l'alignement des cristaux à l'avant.

Pour le cristal ($i = 0, j$), ces translations se présentent de la manière suivante :

– pour l'écartement des cristaux les uns par rapport aux autres :

$$\begin{cases} \text{suivant (OY)} : & N_{YY}^{(j)} = N_{YY}^{(j-1)} + g \cos[(2j-1)\frac{\alpha}{2}] \\ \text{suivant (OZ)} : & N_{YZ}^{(j)} = N_{YZ}^{(j-1)} + g \sin[(2j-1)\frac{\alpha}{2}] \end{cases}$$

– pour l'alignement des cristaux à l'avant :

$$\begin{cases} \text{suivant (OY)} : & P_{YY}^{(j)} = P_{YY}^{(j-1)} + g \sin[(2j-1)\frac{\alpha}{2}] \tan[(2j-1)\frac{\alpha}{2}] \\ & \quad + 2dY1 \sin(j\alpha) \tan[(2j-1)\frac{\alpha}{2}] \\ \text{suivant (OZ)} : & P_{YZ}^{(j)} = P_{YZ}^{(j-1)} + g \sin[(2j-1)\frac{\alpha}{2}] + 2dY1 \sin(j\alpha) \end{cases}$$

où $dY1$ est la petite demi-largeur du volume de type TRD2 (trapézoïde) chargé de représenter chaque cristal (voir la figure 2.1). $2dY1$ représente donc la largeur de la face avant de chaque cristal (les faces avant et arrière des cristaux sont carrées ; on a donc $dX1=dY1$ et $dX2=dY2$).

Voici, de manière générale, comment se présentent les translations $M_{XX}^{(i)}$, $M_{XZ}^{(i)}$, $M_{YY}^{(j)}$, $M_{YZ}^{(j)}$, $P_{XX}^{(i)}$, $P_{XZ}^{(i)}$, $N_{YY}^{(j)}$, $N_{YZ}^{(j)}$, $P_{YY}^{(j)}$, $P_{YZ}^{(j)}$ nécessaires au placement de chaque cristal (i, j)

du calorimètre électromagnétique :

$$\left\{ \begin{array}{l} M_{XX}^{(i)} = M_{XX}^{(i-1)} + h[\cos((i-1)\alpha) + \cos(i\alpha)] \\ M_{XZ}^{(i)} = M_{XZ}^{(i-1)} - h[\sin((i-1)\alpha) + \sin(i\alpha)] \\ \\ M_{YY}^{(j)} = M_{YY}^{(j-1)} + h[\cos((j-1)\alpha) + \cos(j\alpha)] \\ M_{YZ}^{(j)} = M_{YZ}^{(j-1)} - h[\sin((j-1)\alpha) + \sin(j\alpha)] \\ \\ P_{XX}^{(i)} = P_{XX}^{(i-1)} + 2dX1 \sin(i\alpha) \tan[(2i-1)\frac{\alpha}{2}] \\ P_{XZ}^{(i)} = P_{XZ}^{(i-1)} + 2dX1 \sin(i\alpha) \\ \\ N_{YY}^{(j)} = N_{YY}^{(j-1)} + g \cos[(2j-1)\frac{\alpha}{2}] \\ N_{YZ}^{(j)} = N_{YZ}^{(j-1)} + g \sin[(2j-1)\frac{\alpha}{2}] \\ \\ P_{YY}^{(j)} = P_{YY}^{(j-1)} + g \sin[(2j-1)\frac{\alpha}{2}] \tan[(2j-1)\frac{\alpha}{2}] \\ \quad + 2dY1 \sin(j\alpha) \tan[(2j-1)\frac{\alpha}{2}] \\ P_{YZ}^{(j)} = P_{YZ}^{(j-1)} + g \sin[(2j-1)\frac{\alpha}{2}] + 2dY1 \sin(j\alpha) \end{array} \right.$$

avec les conditions initiales suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} M_{XX}^{(i=0)} = 0; M_{XZ}^{(i=0)} = 0 \\ M_{YY}^{(j=0)} = 0; M_{YZ}^{(j=0)} = 0 \\ P_{XX}^{(i=0)} = 0; P_{XZ}^{(i=0)} = 0 \\ N_{YY}^{(j=0)} = 0; N_{YZ}^{(j=0)} = 0 \\ P_{YY}^{(j=0)} = 0; P_{YZ}^{(j=0)} = 0 \end{array} \right.$$

De manière générale, le placement d'un cristal quelconque (i, j) du calorimètre électromagnétique s'effectue en déterminant les coordonnées (X, Y, Z) du centre du cristal de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} X^{(i, j)} = M_{XX}^{(i)} + P_{XX}^{(i)} \\ Y^{(i, j)} = M_{YY}^{(j)} + N_{YY}^{(j)} + P_{YY}^{(j)} \\ Z^{(i, j)} = L + M_{XZ}^{(i)} + M_{YZ}^{(j)} + P_{XZ}^{(i)} + N_{YZ}^{(j)} + P_{YZ}^{(j)} \end{array} \right.$$

en rappelant que L est la distance entre le centre du cristal virtuel C_0 et le centre du volume-mère 'IC'.

Rappelons que, dans GEANT3, le placement d'un volume nécessite non seulement les coordonnées (X, Y, Z) de son centre dans le référentiel du volume-mère mais également l'ensemble des 6 angles (3 angles radiaux et 3 angles azimutaux) définissant le référentiel local (2 angles par axe) du volume à placer par rapport à celui du volume-mère et qui par conséquent détermine son orientation (voir la figure 2.7).

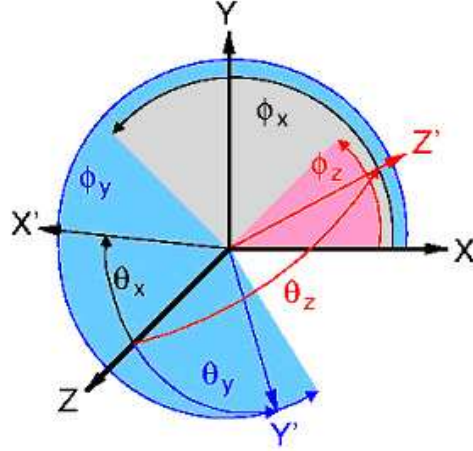


FIG. 2.7 – Schéma représentant les 6 angles (3 angles radiaux et 3 angles azimutaux) définissant le référentiel local (X', Y', Z') du volume à placer par rapport au référentiel (X, Y, Z) du volume-mère. La détermination de ces 6 angles permettent de définir l'orientation du volume à placer.

Lorsque l'on donne au programme GEANT3 six angles ($\theta_X, \phi_X, \theta_Y, \phi_Y, \theta_Z, \phi_Z$) ne définissant pas un repère orthonormal, il se charge d'effectuer systématiquement une correction qui consiste, dans un premier temps, à corriger les angles θ_Y et ϕ_Y en imposant $\vec{y} \perp \vec{x}$ (et donc en prenant θ_X et ϕ_X comme valeurs de référence), puis dans un second temps, à corriger les angles θ_Z et ϕ_Z en imposant $\vec{z} = \vec{x} \times \vec{y}$.

L'orientation d'un cristal quelconque (i, j) du calorimètre électromagnétique peut alors être définie de la manière suivante :

$$\begin{cases} \theta_X = 90^\circ + i\alpha \\ \phi_X = 0^\circ \\ \theta_Y = 90^\circ + j\alpha \\ \phi_Y = 90^\circ \end{cases}$$

Ayant ainsi déterminé les coordonnées (X, Y, Z) du centre de chaque cristal dans le référentiel du volume-mère 'IC' et l'ensemble des six angles définissant le référentiel local du cristal par rapport à celui du volume-mère et déterminant ainsi son orientation, il a été possible de placer tous les cristaux constituant le calorimètre électromagnétique DVCS.

Outre la géométrie des cristaux, nous avons également implanté celle du film polymère VM2000 enveloppant chaque cristal, ainsi que celle des fines plaques d'acier sur lesquelles reposent les rangées de cristaux.

La manière dont les volumes représentant le film polymère et les plaques d'acier ont été définis sera brièvement présentée dans la section 2.3.4.

Le placement de ces volumes a été effectué en fonction de celui des cristaux. En effet, pour chaque volume représentant une plaque d'acier, les coordonnées (X, Y, Z) de son

centre ont été obtenues en calculant les translations séparant ce dernier du centre du cristal central de la rangée horizontale correspondante. De même, l'ensemble des six angles définissant son orientation ont été déduits à partir de ceux calculés pour ce cristal central.

2.3.3 Résultats de l'implantation

Nous avons ainsi effectué l'implantation dans GSIM de la géométrie du calorimètre électromagnétique DVCS comprenant les cristaux, le film polymère enveloppant chaque cristal, et les plaques d'acier sur lesquelles reposent les rangées de cristaux.

La figure 2.8 montre des vues de coupe et en perspective de cette géométrie implantée dans GSIM. Cette visualisation est permise par la version interactive de GEANT3.

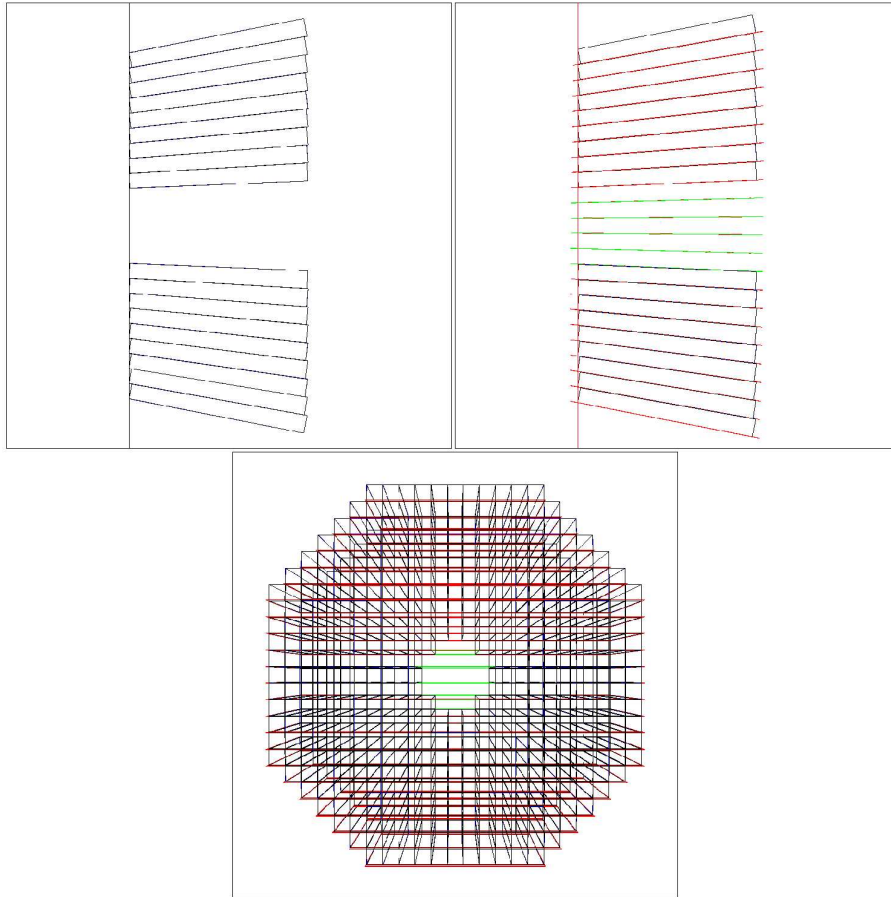


FIG. 2.8 – Vues de la géométrie du calorimètre électromagnétique DVCS implantée dans GSIM. La vue en haut à gauche représente le plan (OXZ) et celle en haut à droite le plan (OYZ). La vue en perspective en bas est selon l'axe (OZ).

Sur ces vues, les contours des cristaux apparaissent en noir, ceux du film polymère en bleu, ceux des plaques d'acier en rouge. Les volumes situés au centre du calorimètre

et dont les contours apparaissent en vert correspondent à des volumes définis avec l'air comme matériau associé. Leur rôle sera exposé dans la section 2.3.4.

La vue située en haut à gauche de la figure représente une vue de coupe suivant l'axe (OY), et celle se trouvant en haut à droite une vue de coupe suivant l'axe (OX). La vue située en bas représente une vue en perspective sur laquelle on distingue la forme octogonale du calorimètre, ainsi que le trou situé en son centre.

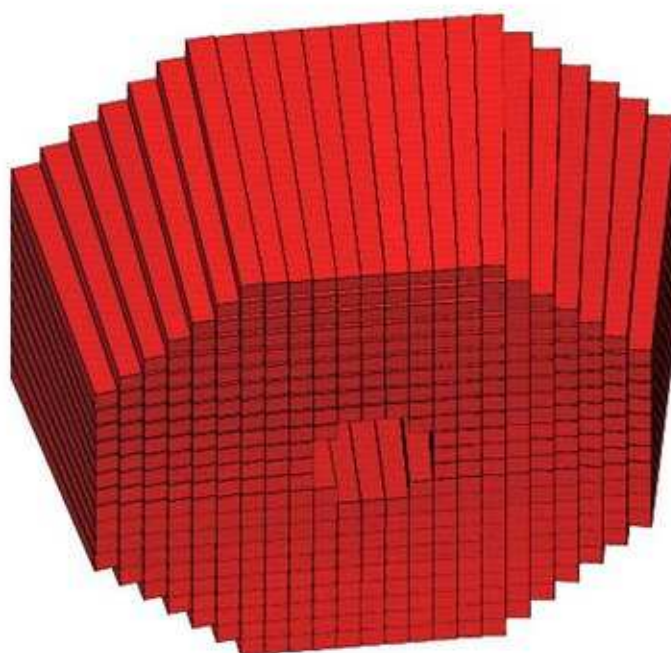


FIG. 2.9 – Vue en 3 dimensions dans GSIM de la géométrie du calorimètre électromagnétique DVCS.

La figure 2.9 montre une vue en 3 dimensions de la géométrie du calorimètre électromagnétique DVCS implantée dans GSIM.

Quant à la figure 2.10, elle montre une vue en 3 dimensions de l'ensemble [calorimètre (en rouge) + solénoïde (en bleu)] implantée dans GSIM, l'implantation de la géométrie du solénoïde ayant été effectuée par l'équipe du SPhN Saclay. On distingue également sur la figure une partie des bobines supraconductrices du détecteur CLAS (en jaune).

2.3.4 Recouvrement de volumes et priorités

Une propriété importante intervenant dans la définition des volumes dans le programme GEANT3 est la notion de priorités des volumes. En effet, dans le cas où des volumes se recouvrent, il est possible de définir leur ordre de priorité, imposant ainsi de

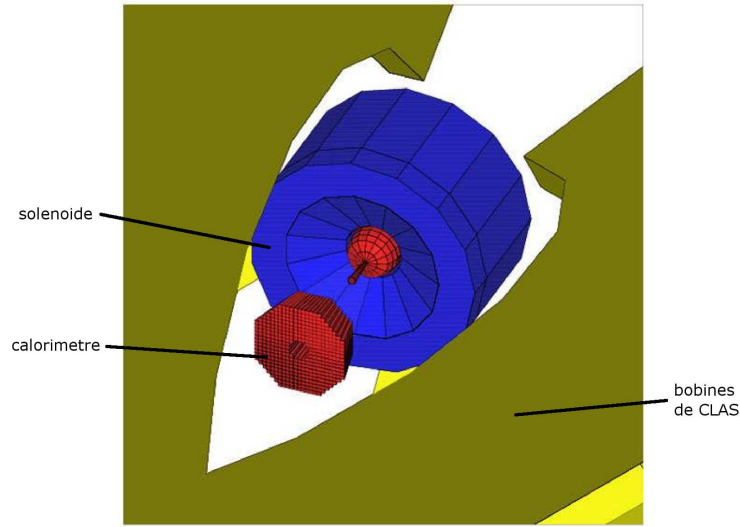


FIG. 2.10 – Vue en 3 dimensions dans GSIM de l'ensemble [calorimètre + solénoïde] entouré par les bobines supraconductrices du détecteur CLAS.

nouvelles délimitations artificielles aux volumes non-prioritaires et définissant le matériau dominant en chaque point de l'espace. Cette propriété se révèle très utile car elle permet de simplifier considérablement la définition de formes complexes.

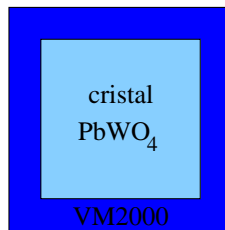


FIG. 2.11 – Définition des volumes représentant le film polymère VM2000 enveloppant chaque cristal.

La figure 2.11 illustre la définition du volume représentant le film polymère VM2000 enveloppant chaque cristal, utilisant pleinement cette propriété. Nous avons choisi de définir la forme complexe de ce volume à l'aide de deux trapézoïdes de type TRD2, de même centre et se recouvrant. Nous avons défini le plus petit de ces deux trapézoïdes en lui affectant les dimensions d'un cristal et le tungstate de plomb (PbWO_4) comme matériau associé, et l'autre en lui affectant les dimensions de l'ensemble [cristal + film polymère] et le VM2000 comme matériau associé (en réalité, ne connaissant pas la composition exacte du film polymère expérimental VM2000, nous avons choisi le mylar comme matériau associé de substitution, leurs compositions respectives étant supposées suffisamment proches). On rappelle que l'épaisseur du film polymère est de $65 \mu\text{m}$ (se reporter à la section 1.4 pour la description des différents éléments constituant la géométrie du calorimètre).

Nous avons donc :

- $dX1_{[VM2000]} = dX1_{[cristal]} + 65 \mu\text{m}$
- $dX2_{[VM2000]} = dX2_{[cristal]} + 65 \mu\text{m}$
- $dZ_{[VM2000]} = dZ_{[cristal]}$

En définissant le trapézoïde correspondant au cristal seul comme étant le volume prioritaire, l'autre trapézoïde se retrouve tronqué en son centre et il ne reste plus que la partie extérieure correspondant au film polymère d'épaisseur $65 \mu\text{m}$ entourant le cristal.

La même construction mais à partir de volumes de bases de GEANT3 n'aurait impliqué pas moins de 4 trapézoïdes.

Une méthode similaire a été utilisée pour la définition des volumes représentant les fines plaques d'acier sur lesquelles reposent les cristaux. Nous avons défini des trapézoïdes avec l'acier comme matériau associé, tronqués en leur milieu à l'aide de trapézoïdes définis avec l'air comme matériau associé, de manière à ne laisser que les $2 \times 4,5 \text{ mm}$ d'acier portant les cristaux en leurs extrémités.

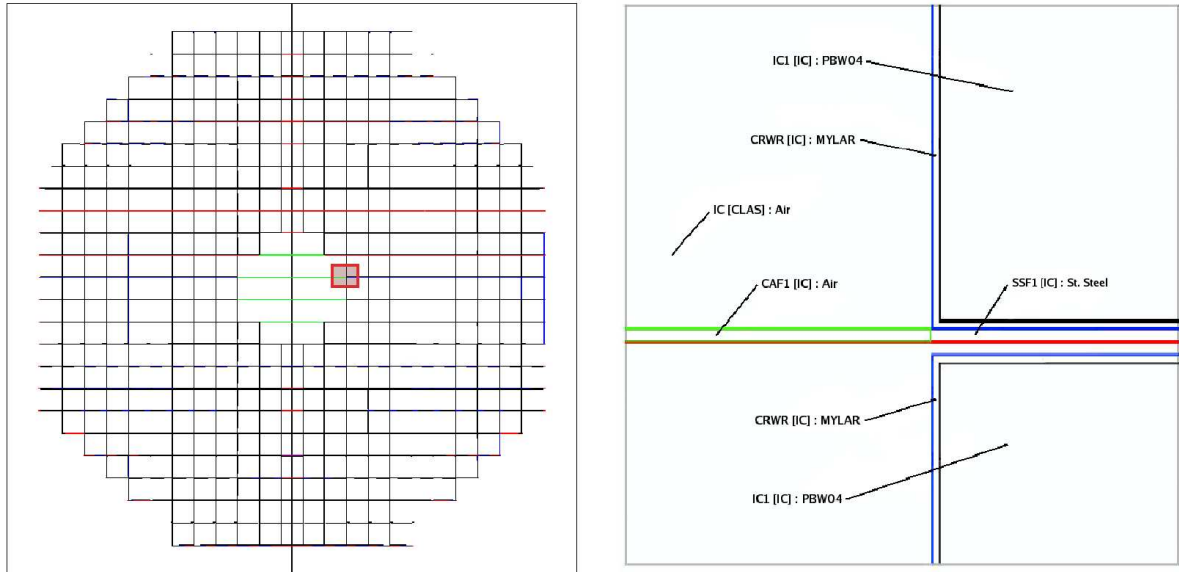


FIG. 2.12 – Vue partielle de la zone centrale du calorimètre montrant dans GSIM les différents matériaux associés aux volumes représentant les divers constituants de celui-ci. On distingue partiellement deux cristaux (en noir) appartenant à la couche interne de cristaux, le film polymère (en bleu) les enveloppant, ainsi qu'une plaque d'acier (en rouge).

Il a été également nécessaire de tronquer, à l'aide d'autres trapézoïdes définis comme prioritaires avec l'air comme matériau associé, certaines plaques d'acier dans la zone centrale du calorimètre afin de respecter les délimitations du trou situé au centre de celui-ci.

La figure 2.12 montre les différents matériaux associés aux volumes représentant les divers constituants du calorimètre :

- l’air situé dans la zone centrale (milieu initial du volume-mère ‘IC’ + trapézoïde délimité en vert),
- le tungstanate de plomb PbWO_4 constituant les cristaux, délimités en noir,
- le film polymère VM2000, délimité en bleu,
- l’acier composant les plaques, délimitées en rouge.

Ayant expliqué de quelle manière le volume représentant le film polymère enveloppant chaque cristal avait été défini, il est temps de révéler que les valeurs des paramètres ($dX1$, $dX2$, $dY1$, $dY2$, dZ , et h) utilisées dans la section 2.3.2 pour les calculs nécessaires au placement des cristaux correspondaient en réalité aux dimensions du volume de type TRD2 représentant le film polymère.

2.3.5 Simulation d’une gerbe électromagnétique

Suite à l’implantation dans GSIM de la géométrie du calorimètre électromagnétique DVCS, le premier test a été d’effectuer la simulation d’une gerbe électromagnétique se produisant à l’intérieur de celui-ci.

La figure 2.13 illustre une simulation effectuée avec la version interactive de GSIM et mettant en jeu un photon de 1 GeV émis vers le calorimètre DVCS avec un angle de 8 degrés par rapport à l’axe du faisceau. On voit parfaitement la gerbe électromagnétique se former à l’intérieur des cristaux constituant le calorimètre. Sur la vue de coupe située en haut à gauche de la figure, on distingue le calorimètre DVCS, le solénoïde et la première région des chambres à dérive.

Dans la version interactive du programme GEANT3, les trajectoires des particules chargées apparaissent en rouge, et celles des particules neutres en bleu, ce qui nous permet, dans le cas de cette simulation, de distinguer les photons des électrons/positrons.

Cette simulation montre qu’une gerbe électromagnétique induite par un photon de 1 GeV - l’énergie typique des photons issus de la réaction DVCS dans le cadre de notre expérience étant de l’ordre du GeV - présente un rayon transverse supérieure à la dimension transverse d’un cristal et que longitudinalement, la quasi-totalité de la gerbe est contenue dans la longueur d’un cristal. Ceci faisait partie des contraintes que l’on s’était imposées lors de la phase de conception du calorimètre, et plus précisément lors du choix des dimensions des cristaux. La simulation avec GSIM vient donc confirmer le bon choix des dimensions.

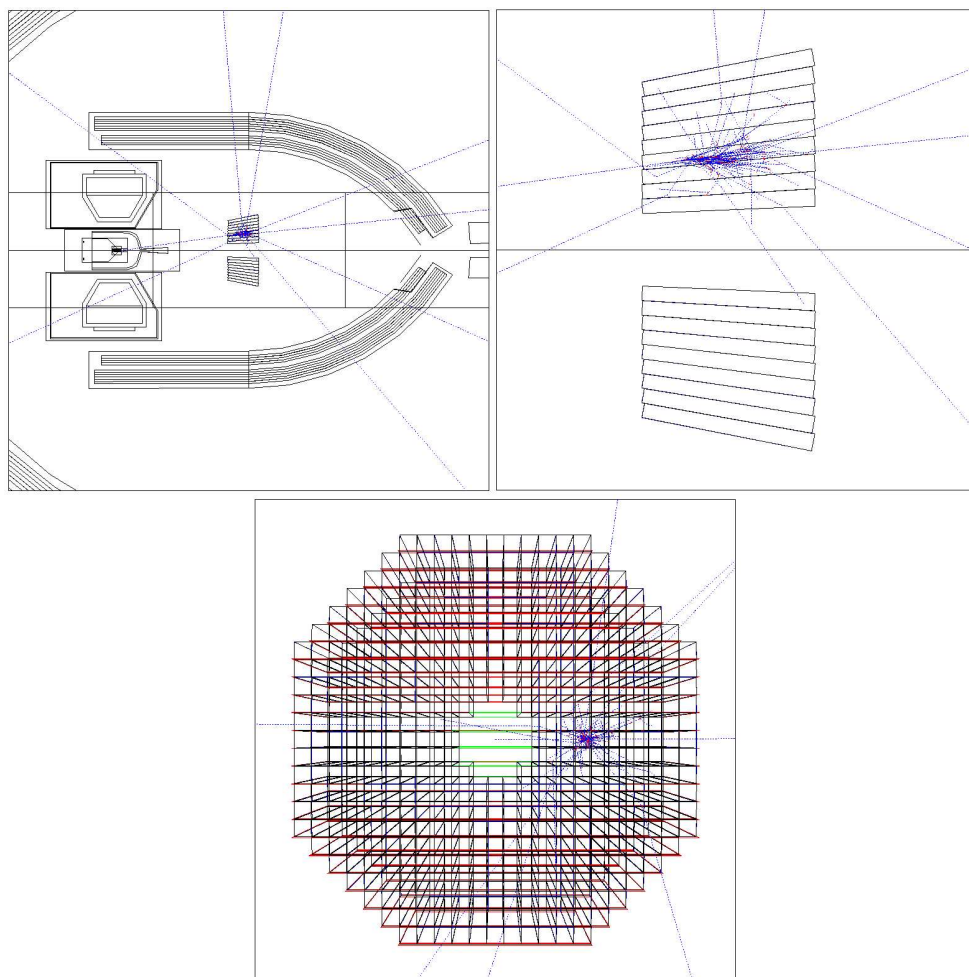


FIG. 2.13 – Vues dans GSIM de la simulation d'une gerbe électromagnétique se formant à l'intérieur du calorimètre DVCS et induite par un photon de 1 GeV envoyé avec un angle de 8 degrés par rapport à l'axe du faisceau.

2.4 Simulation du bruit de fond Møller

Comme exposé précédemment dans la section 1.5.1 (page 65), les électrons Møller représentent un bruit de fond important, capable de noyer complètement la première région des chambres à dérive sous leur quantité. Le rôle du solénoïde, dont le centre est situé sur l'axe du faisceau, à une distance de 4 cm en amont du centre de la cible, est de piéger magnétiquement ces électrons, qui présentent une énergie relativement faible (typiquement de l'ordre de quelques MeV), en générant un champ solénoïdal d'environ 5 Tesla autour de la cible, ce qui permettra de confiner et de faire spiraler ces électrons Møller de basse énergie autour de l'axe du faisceau et de les empêcher de pénétrer dans les détecteurs constituant CLAS, en particulier la première région des chambres à dérive.

Les géométries du calorimètre DVCS et du solénoïde étant implantées dans le programme GSIM, ce dernier contenant toute la géométrie des nombreux éléments constituant le détecteur CLAS et disposant déjà d'une carte de champ permettant au programme de simulation de reproduire les effets du champ magnétique (solénoïde + bobines de CLAS), il nous est à présent possible de réaliser des simulations précises mettant en situation tous les éléments du futur dispositif expérimental.

2.4.1 Illustration du rôle de l'aimant solénoïdal entourant la cible

Nous avons effectué une simulation du bruit de fond Møller avec la version interactive de GSIM sans la géométrie du calorimètre électromagnétique DVCS et en désactivant les effets du champ magnétique du solénoïde, ce qui permet de visualiser les trajectoires suivies par les électrons Møller en l'absence de champ magnétique généré autour de la cible.

Ceci est illustré par la figure 2.14. On constate que la première région des chambres à dérive se retrouve complètement noyée sous le très grand nombre d'électrons Møller (cette simulation correspond à la génération d'électrons Møller pendant une fenêtre de 120 ns). Le bon fonctionnement des chambres à dérive ne pourrait bien sûr pas être assuré dans de telles conditions.

La vue située à droite de la figure montre la simulation effectuée cette fois-ci en activant le champ magnétique, celui-ci étant centré sur l'axe du faisceau, à une distance de 4 cm en amont du centre de la cible. On constate clairement l'effet de confinement des électrons Møller autour de l'axe du faisceau obtenu grâce au champ magnétique.

2.4.2 Conception à l'aide de la simulation d'un blindage visant à piéger les électrons Møller

Nous avons cette fois-ci effectué une simulation du bruit de fond Møller avec la géométrie du calorimètre électromagnétique DVCS et en activant le champ magnétique du solénoïde. Ceci est illustré par la vue située à gauche de la figure 2.15. On constate qu'une partie des électrons Møller se retrouve absorbée par les cristaux appartenant aux couches internes du calorimètre DVCS, et que de nombreux autres perturbent la première région des chambres à dérive, aux angles avant.

Il s'avère donc nécessaire de concevoir un ou plusieurs éléments de blindage supplémentaires qui auront pour rôle d'empêcher ces électrons Møller d'atteindre les chambres à dérive, le plomb se révélant le matériau le mieux adapté pour cette tâche.

Parmi les divers exemples de configurations testées, on trouve celui que l'on peut voir sur la figure 2.16. Ce blindage absorbe efficacement la plupart des électrons Møller mais certains de ces derniers parviennent à s'échapper. De plus, les dimensions de ce blindage sont loin d'être négligeables.

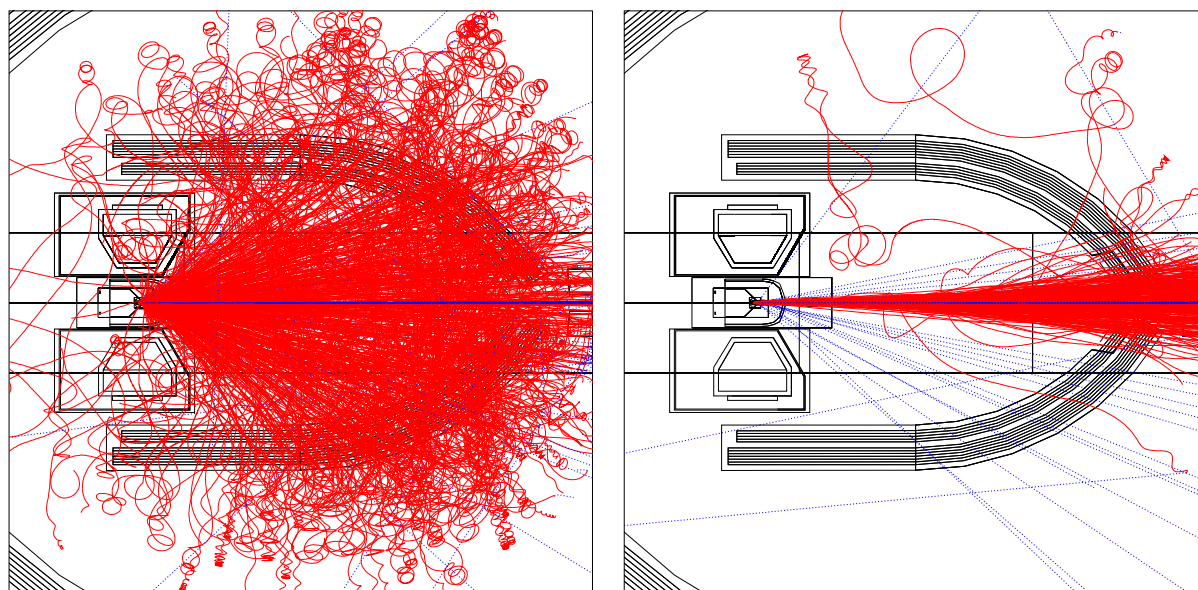


FIG. 2.14 – Vues dans GSIM de la simulation du bruit de fond Møller effectuée **sans** la géométrie du calorimètre électromagnétique DVCS, dans un premier temps en désactivant le champ magnétique (à gauche), ce qui permet de visualiser les trajectoires des électrons Møller (traces rouges) en l'absence de champ magnétique, puis en activant le champ (à droite), ce qui permet de constater les effets de confinement de ce dernier sur les électrons Møller. Pour information, les traces bleues correspondent à des photons.

Après avoir testé de nombreuses et diverses configurations, nous avons réussi à concevoir un blindage en plomb dont la forme et les dimensions permettent un confinement efficace de l'ensemble des électrons Møller, protégeant ainsi les chambres à dérive.

La figure 2.17 montre la forme de ce blindage en plomb (en bleu sur la figure). Il est placé juste derrière le calorimètre électromagnétique DVCS. Il se compose principalement d'un grand élément conique et de plusieurs tubes de prolongement. Il comporte également un tube de 4 mm d'épaisseur et de presque 20 cm de rayon, placé juste derrière les cristaux. Ce tube traduit simplement l'idée pour le dispositif expérimental de placer des feuilles de plomb (4 feuilles de 1 mm d'épaisseur chacune) tout autour de la partie arrière du calorimètre DVCS, jusqu'à l'élément conique du blindage en plomb, de manière à faire la liaison entre le calorimètre et le blindage, faisant barrage aux éventuels électrons Møller susceptibles de s'échapper à travers cet espace.

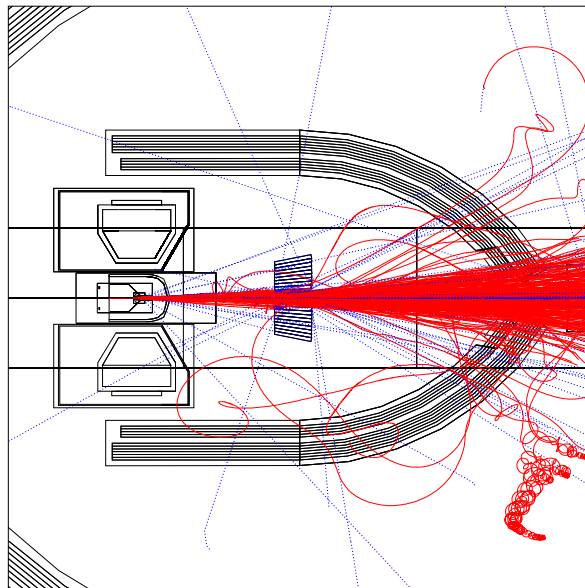


FIG. 2.15 – Vue dans GSIM de la simulation du bruit de fond Møller effectuée **avec** la géométrie du calorimètre électromagnétique DVCS, sans aucun élément de blindage destiné aux électrons Møller, ce qui permet de constater que certains de ces derniers sont absorbés par les cristaux du calorimètre DVCS et que beaucoup d'autres vont perturber la première région des chambres à dérive, aux angles avant.

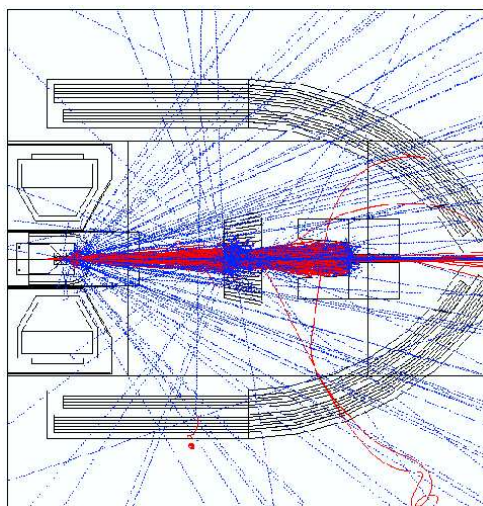


FIG. 2.16 – Exemple de configuration testée pour le blindage en plomb dont l'efficacité s'est révélée insuffisante.

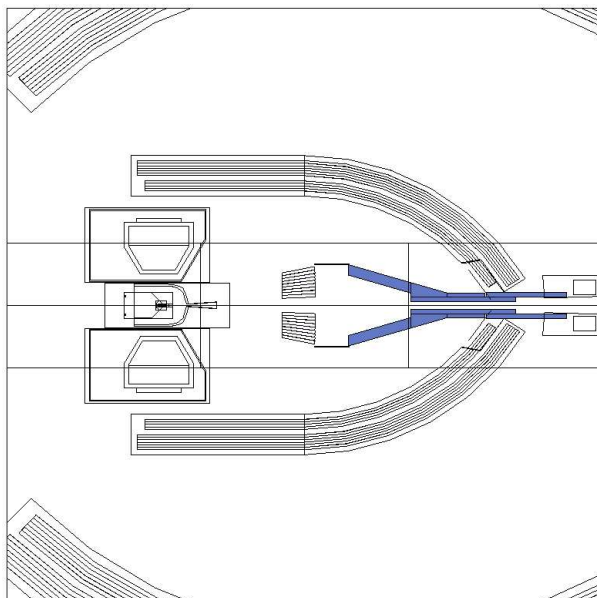


FIG. 2.17 – Vue de coupe dans GSIM du blindage en plomb conçu à l'aide de la simulation et visant à piéger les électrons Møller. Il est placé juste derrière le calorimètre DVCS.

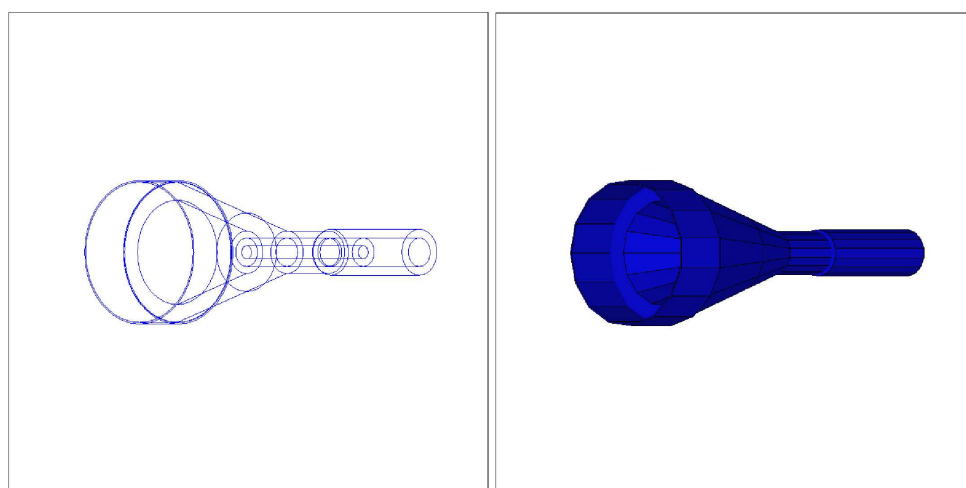


FIG. 2.18 – Vues en perspective dans GSIM du blindage en plomb avec différentes options de visualisation. On distingue les six volumes le constituant.

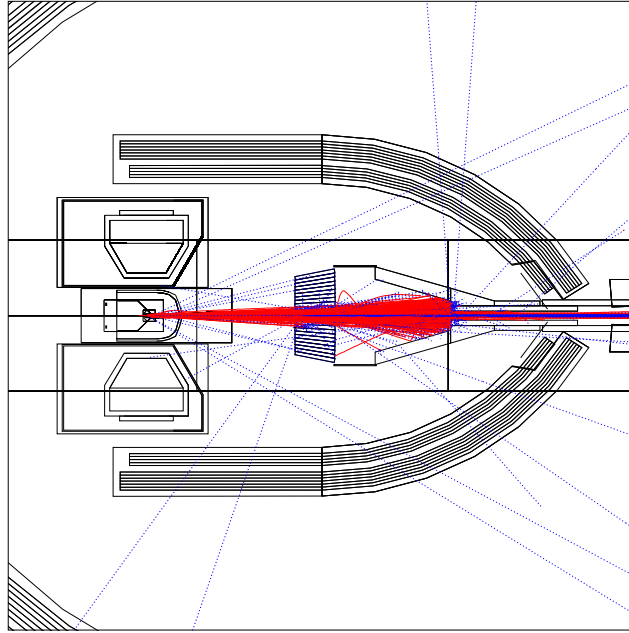


FIG. 2.19 – Vue dans GSIM de la simulation du bruit de fond Møller effectuée **avec** la géométrie du calorimètre électromagnétique DVCS, avec le blindage en plomb que nous avons réussi à concevoir à l’aide de la simulation, après avoir testé de nombreuses configurations.

La figure 2.18 montre des vues en perspective du blindage en plomb sur lesquelles on peut distinguer les six volumes qui le constituent. Les électrons Møller ayant traversé le calorimètre DVCS par le trou au centre de ce dernier ne parviennent pas à s’échapper du piège représenté par le blindage en plomb.

Enfin, la figure 2.19 illustre la simulation du bruit de fond Møller effectuée avec la géométrie du calorimètre DVCS et celle du blindage en plomb placée juste derrière.

L’efficacité de ce blindage conçu à l’aide de la simulation ayant été démontrée, les dimensions de celui-ci ont été transmises aux ingénieurs et techniciens de Jefferson Lab qui ont entrepris sa construction.

2.4.3 Optimisation de la distance cible-calorimètre pour l’expérience DVCS

Nous avons aussi effectué des simulations afin de déterminer la distance optimale à adopter entre la cible et le calorimètre électromagnétique DVCS. Deux critères interviennent dans la détermination de cette distance optimale :

- la minimisation de la quantité de bruit de fond Møller reçue par les cristaux du calorimètre DVCS,
- l'obtention d'une séparation efficace des deux photons issus de la décroissance des π^0 détectés par le calorimètre DVCS via la reconstruction des deux gerbes électromagnétiques induites.

Il est important d'obtenir une séparation efficace des deux photons issus de la décroissance des π^0 . En effet, ces derniers étant la source majeure de bruit de fond pour la détection des photons dans le calorimètre DVCS, il est essentiel de les identifier, afin de les discriminer des photons issus de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ que l'on souhaite étudier.

Afin de répondre au premier de ces deux critères, nous avons alors effectué une étude, à l'aide de GSIM, comparant la quantité d'électrons Møller reçue par le calorimètre électromagnétique DVCS en fonction de la distance imposée entre celui-ci et la cible.

Pour cette étude, 4 distances cible-calorimètre ont été considérées : $d_1 = 55$ cm, $d_2 = 58$ cm, $d_3 = 62$ cm, et $d_4 = 65$ cm.

Précisons qu'il s'agit de la distance à imposer entre le centre de la cible et la face avant des cristaux du calorimètre DVCS.

Nous avons effectué une simulation du bruit de fond Møller pour chacune des 4 distances cible-calorimètre considérées. La simulation a consisté à générer des électrons Møller pendant une durée $\tau = 120$ ns, en fixant la luminosité à $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$, et en activant les effets du champ magnétique du solénoïde. Afin d'obtenir une statistique suffisante, l'opération a été effectuée 1000 fois.

Nous avons alors analysé les fichiers directement à la sortie de GSIM, et donc sans l'utilisation du programme de reconstruction, en nous intéressant plus particulièrement aux distributions ADC des 424 cristaux.

Les résultats à la sortie de GSIM, pour chacune des 4 distances cible-calorimètre considérées, sont intégrés sur les 1000 opérations. Ainsi, en intégrant les informations ADC sur les 424 cristaux, nous avons obtenu :

- le nombre total de coups observés dans le calorimètre au cours des 1000 opérations, soit pendant une durée $T = 1000 \times 120 \text{ ns} = 120000 \text{ ns}$,
- l'énergie totale (en MeV) déposée en moyenne au cours d'une opération, soit pendant une durée $\tau = 120 \text{ ns}$.

Les figures 2.20 (a) et (b) illustrent les résultats des simulations du bruit de fond Møller effectuées pour les distances cible-calorimètre $d_1 = 55$ cm et $d_4 = 65$ cm.

Elles montrent, pour chacune de ces deux distances, les distributions ADC correspondant aux cristaux appartenant aux trois couches les plus proches de l'axe du faisceau. On distingue également au centre de chaque figure la distribution représentant l'énergie totale (en MeV) déposée dans le calorimètre, obtenue en effectuant la somme des énergies déposées dans les 424 cristaux.

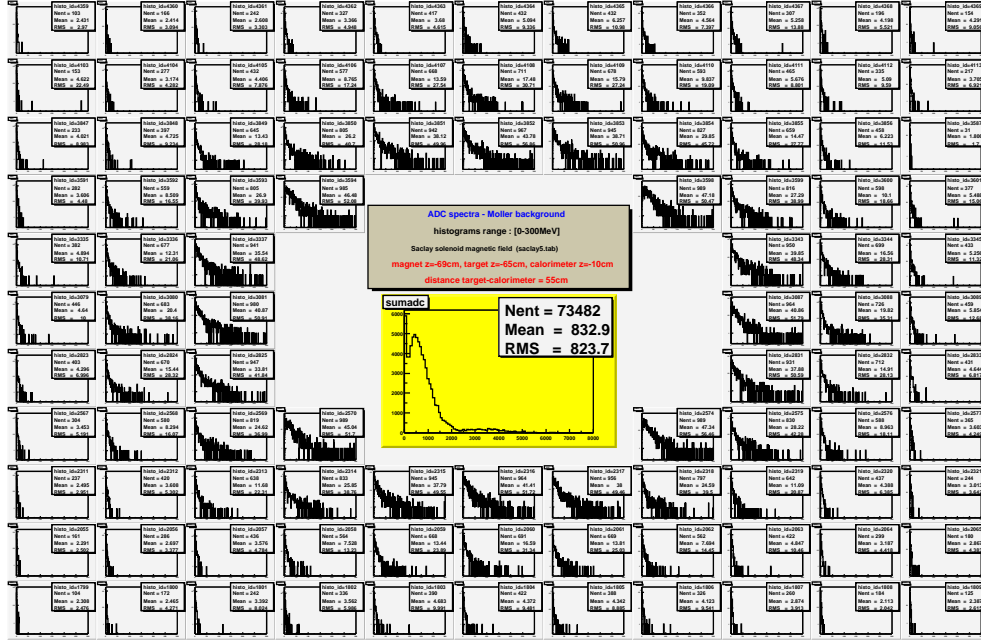
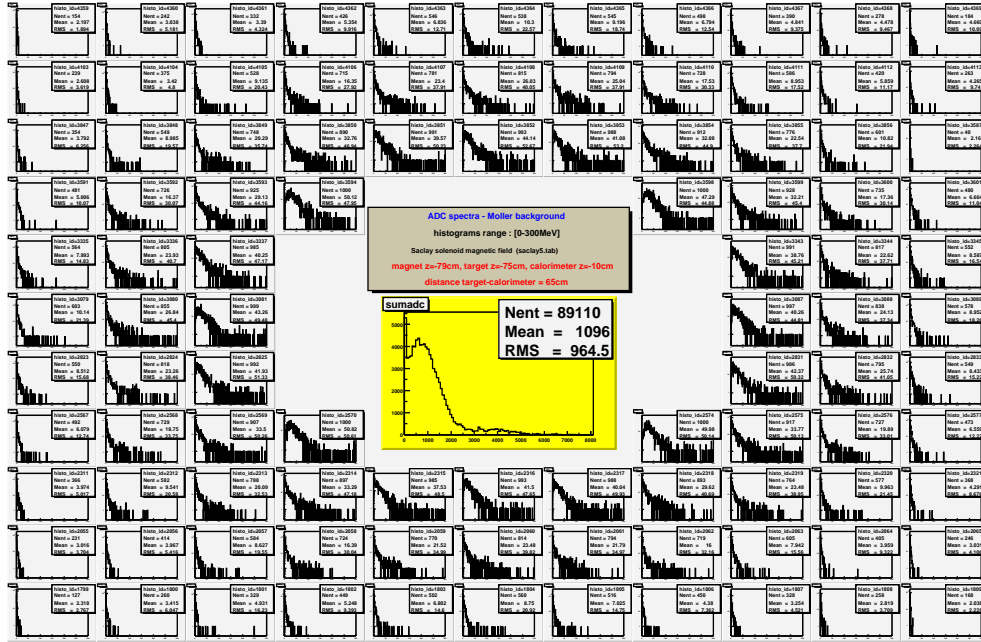

 (a) Distance cible-calorimètre $d_1 = 55$ cm

 (b) Distance cible-calorimètre $d_4 = 65$ cm

FIG. 2.20 – Simulation du bruit de fond Møller pour les distances cible-calorimètre $d_1 = 55$ cm (a) et $d_4 = 65$ cm (b). Les distributions ADC correspondant aux cristaux appartenant aux trois couches les plus proches de l'axe du faisceau sont présentées, ainsi que la distribution de l'énergie totale (en MeV) déposée dans le calorimètre (au centre de chaque figure).

En comparant les résultats obtenus pour $d_1 = 55$ cm et $d_4 = 65$ cm, on constate que la quantité d'électrons Møller reçue par le calorimètre est nettement plus importante dans le cas de $d_4 = 65$ cm.

En effet, en comparaison avec les résultats obtenus pour $d_1 = 55$ cm, les quantités observées pour $d_4 = 65$ cm se révèlent supérieures avec les rapports suivants :

- pour le nombre total de coups observés pendant $T = 120000$ ns :

$$r_N = \frac{N_{d_4} - N_{d_1}}{N_{d_1}} = \frac{89110 - 73482}{73482} \simeq 21\%,$$

- pour l'énergie totale déposée en moyenne pendant $\tau = 120$ ns :

$$r_E = \frac{E_{d_4} - E_{d_1}}{E_{d_1}} = \frac{1096 - 832,9}{832,9} \simeq 32\%.$$

Les lignes de champ magnétique s'écartant de l'axe du faisceau (et par ailleurs la valeur du champ décroissant) au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre du solénoïde (le centre de la cible étant situé à 4 cm en aval de celui-ci), l'efficacité de confinement des électrons Møller décroît et on se retrouve alors avec un nombre plus important d'électrons interagissant dans le calorimètre au lieu de s'infiltrer dans le trou situé au centre de ce dernier.

Le tableau 2.1 présente les résultats des simulations pour les 4 distances cible-calorimètre considérées : $d_1 = 55$ cm, $d_2 = 58$ cm, $d_3 = 62$ cm, $d_4 = 65$ cm.

Distance cible-calorimètre	$d_1 = 55$ cm	$d_2 = 58$ cm	$d_3 = 62$ cm	$d_4 = 65$ cm
Nombre total de coups observés pendant $T = 120000$ ns	73482	78452	84924	89110
Energie totale déposée en moyenne pendant $\tau = 120$ ns	832,9 MeV	932,5 MeV	1041 MeV	1096 MeV

TAB. 2.1 – Etude du bruit de fond Møller en fonction de la distance cible-calorimètre

La figure 2.21 illustre le bilan des simulations effectuées pour chacune des 4 distances cible-calorimètre considérées : $d_1 = 55$ cm, $d_2 = 58$ cm, $d_3 = 62$ cm, et $d_4 = 65$ cm. Le graphe à gauche de la figure représente, en fonction de la distance cible-calorimètre, le nombre total de coups observés au cours des 1000 opérations (pendant $T = 120000$ ns), et celui à droite l'énergie totale (en MeV) déposée en moyenne dans le calorimètre au cours d'une opération (pendant $\tau = 120$ ns).

L'évolution de ces deux quantités en fonction de la distance cible-calorimètre se révèle quasi-linéaire. Il apparaît clairement que la distance $d_1 = 55$ cm est celle qui permet de satisfaire au mieux le premier critère qui est la minimisation de la quantité de bruit de fond Møller reçue par le calorimètre DVCS.

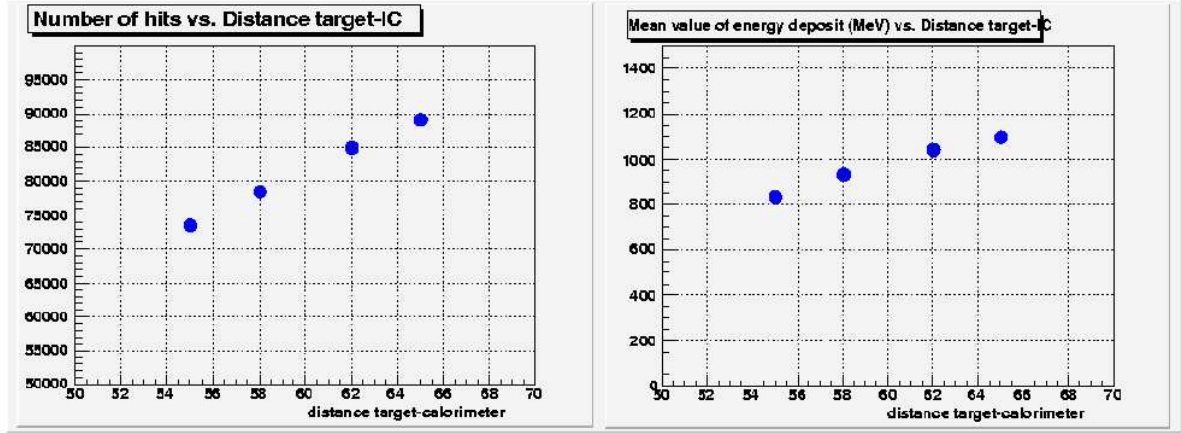


FIG. 2.21 – Bilan des simulations effectuées pour chacune des 4 distances cible-calorimètre considérées : $d_1 = 55$ cm, $d_2 = 58$ cm, $d_3 = 62$ cm, et $d_4 = 65$ cm. En fonction de la distance cible-calorimètre, le graphe à gauche représente le nombre total de coups observés au cours des 1000 opérations (pendant $T = 120000$ ns), et celui à droite l'énergie totale (en MeV) déposée en moyenne dans le calorimètre au cours d'une opération (pendant $\tau = 120$ ns).

Cependant, il y a également le second critère intervenant dans la détermination de la distance cible-calorimètre optimale qui est l'obtention d'une séparation efficace des deux photons issus de la décroissance des π^0 détectés par le calorimètre DVCS via la reconstruction des deux gerbes électromagnétiques induites.

Des simulations consistant à générer des π^0 ont été effectuées par l'équipe du SPhN Saclay [42] et ont mené aux résultats présentés par la figure 2.22 qui représente la fraction d'événements reconstruits avec une seule gerbe dans le calorimètre DVCS en fonction de la distance cible-calorimètre. Ces événements à une seule gerbe correspondent à ceux pour lesquels la distance cible-calorimètre ne permet pas de dissocier les deux gerbes induites par les deux photons de la décroissance des π^0 . Intuitivement, on comprend que plus le calorimètre est éloigné, mieux on peut séparer ces deux gerbes.

On constate que les résultats obtenus pour les distances $d_1 = 55$ cm et $d_4 = 65$ cm se révèlent assez comparables (autour de 1-2%), tandis que pour une distance cible-calorimètre de 45 cm, la fraction d'événements reconstruits avec une seule gerbe dans le calorimètre dépasse les 9%.

A la suite de ces deux études, la distance cible-calorimètre optimale se révèle être la distance $d_1 = 55$ cm, celle-ci étant la plus favorable en matière de bruit de fond Møller reçue par le calorimètre DVCS, et permettant une séparation des deux photons issus de la décroissance des π^0 pratiquement tout aussi efficace que celle obtenue pour $d_4 = 65$ cm.

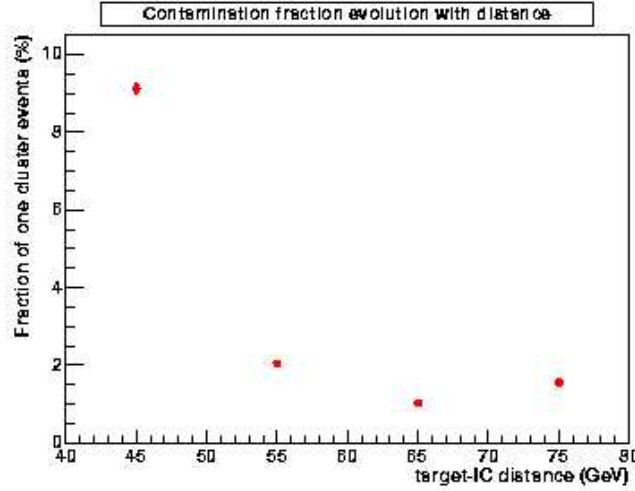


FIG. 2.22 – Simulation de π^0 . La figure (tirée de la référence [42]) présente en fonction de la distance cible-calorimètre, la fraction d'événements reconstruits avec une seule gerbe dans le calorimètre DVCS, c.-à-d. pour lesquels on ne réussit pas à dissocier les deux gerbes induites par les deux photons de la décroissance des π^0 .

2.5 Implantation d'éléments additionnels de la géométrie du calorimètre électromagnétique DVCS et étude des effets sur la précision de la simulation

Comme exposé dans la section 2.3, la géométrie implantée dans GSIM pour le calorimètre électromagnétique DVCS inclut les cristaux, le film polymère enveloppant chaque cristal, et les plaques d'acier sur lesquelles reposent les rangées de cristaux.

Nous avons décidé d'implanter des éléments additionnels de la géométrie du calorimètre DVCS afin d'obtenir une simulation encore plus réaliste. Il est important d'ajouter les éléments qui pourraient éventuellement être responsables de pertes d'énergie non négligeables des particules les traversant.

C'est dans ce souci de précision et de réalisme que nous avons implanté la géométrie d'une plaque d'aluminium de 4 mm d'épaisseur, située dans la partie avant du calorimètre (à une distance de 7,5 cm par rapport aux cristaux) et faisant partie de l'enveloppe métallique de celui-ci.

La figure 2.23 montre cette géométrie implantée dans GSIM. Sa définition a nécessité l'utilisation de trois types de volumes de base de GEANT3 : 1 volume de type BOX et 2 volumes de type TRD1 pour la définition de la plaque elle-même et 1 volume de type TUBE pour définir un tube avec l'air pour matériau associé et ayant pour rôle de tronquer la plaque en son centre de manière à former un trou de 5 cm de diamètre.

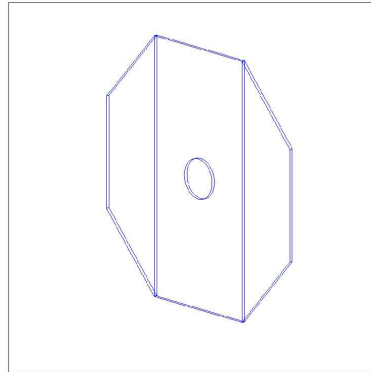


FIG. 2.23 – Implantation dans GSIM de la géométrie de la plaque d'aluminium de 4 mm d'épaisseur, située à l'avant du calorimètre.

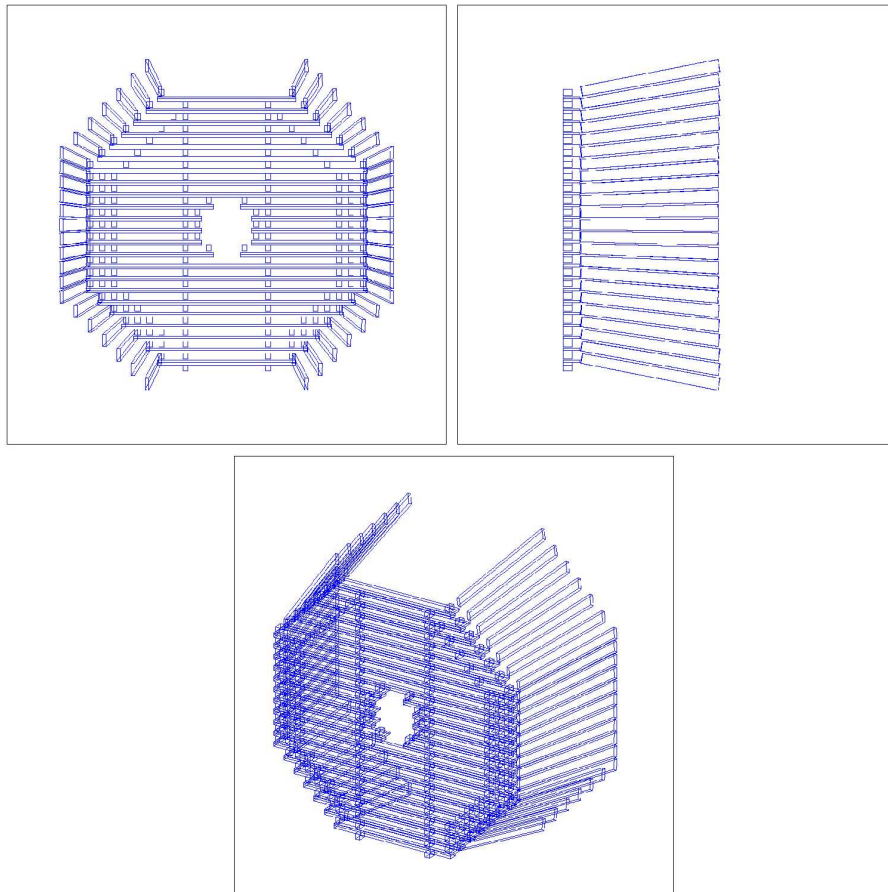


FIG. 2.24 – Implantation de la géométrie des cadres en aluminium sur lesquels sont fixés les fines plaques d'acier chargées de porter les cristaux.

Outre cette plaque d'aluminium, il a semblé nécessaire d'implanter la géométrie des cadres en aluminium sur lesquels sont fixés les fines plaques d'acier chargées de porter les cristaux (se reporter à la section 1.4, page 59, pour la description de ces cadres en aluminium). Parmi les différents éléments constituant chaque cadre en aluminium, seuls ceux situés à l'avant et sur les côtés du calorimètre ont été implantés. En effet, il a semblé superflu d'implanter les éléments situés derrière les cristaux.

La figure 2.24 montre différentes vues de la géométrie des cadres en aluminium implantée dans GSIM.

Nous avons alors voulu étudier les effets de l'implantation de ces nouveaux éléments dans GSIM en matière d'acceptance et de dépôt d'énergie. Nous avons donc effectué des simulations ayant pour objectifs de mesurer les différences obtenues sur l'énergie totale déposée dans le calorimètre et l'acceptance de CLAS selon la présence ou l'absence de ces nouveaux éléments en aluminium.

La figure 2.25 présente les résultats de simulations GSIM effectuées dans un premier temps sans les nouveaux éléments et dans un second temps avec eux, et consistant à générer 10000 photons avec les caractéristiques suivantes :

- impulsion : $p = 1$ GeV,
- angle polaire : $\theta \in [3^\circ; 16^\circ]$,
- angle azimuthal : $\phi \in [0^\circ; 360^\circ]$.

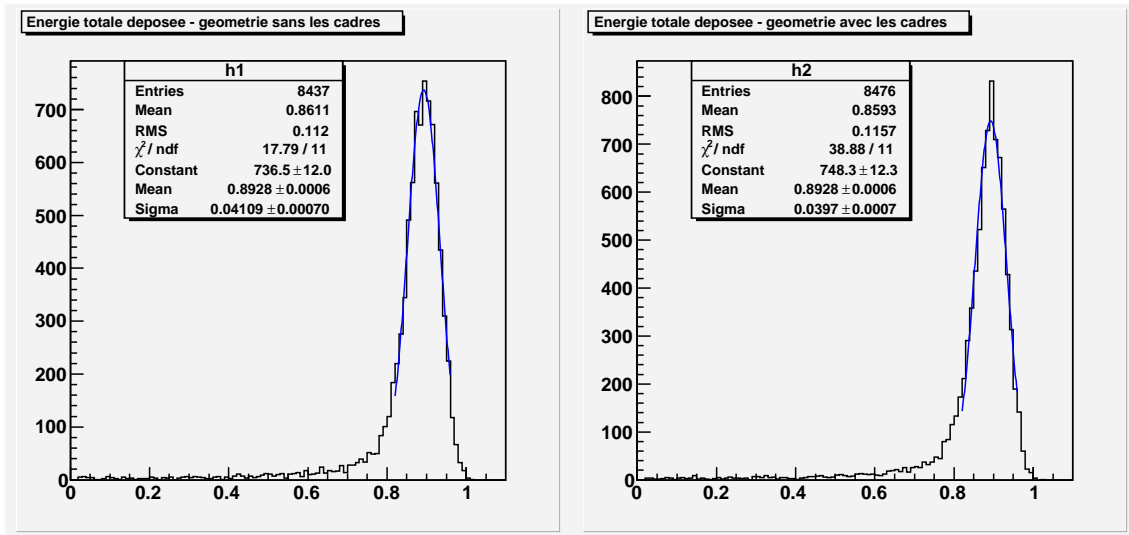


FIG. 2.25 – Simulation GSIM de 10000 photons de 1 GeV générés avec $\theta \in [3^\circ; 16^\circ]$ et $\phi \in [0^\circ; 360^\circ]$. La figure montre l'énergie totale déposée dans le calorimètre DVCS avec la géométrie **sans** (à gauche) et **avec** (à droite) les cadres en aluminium.

On constate que l'énergie totale déposée dans le calorimètre DVCS reste inchangée ($E_{dep} \simeq 892,8$ MeV) selon la présence ou l'absence des nouveaux éléments en aluminium.

On peut donc en conclure que les photons issus de la réaction DVCS, présentant typiquement une énergie de l'ordre du GeV dans le cadre de notre expérience, ne perdront dans ces nouveaux éléments en aluminium qu'une énergie complètement négligeable.

La figure 2.26 présente les résultats de simulations GSIM effectuées dans un premier temps sans les nouveaux éléments et dans un second temps avec eux, et consistant à générer 20000 protons avec les caractéristiques suivantes :

- impulsion : $p \in [0, 4 \text{ GeV}; 2 \text{ GeV}]$,
- angle polaire : $\theta \in [5^\circ; 30^\circ]$,
- angle azimuthal : $\phi \in [0^\circ; 360^\circ]$.

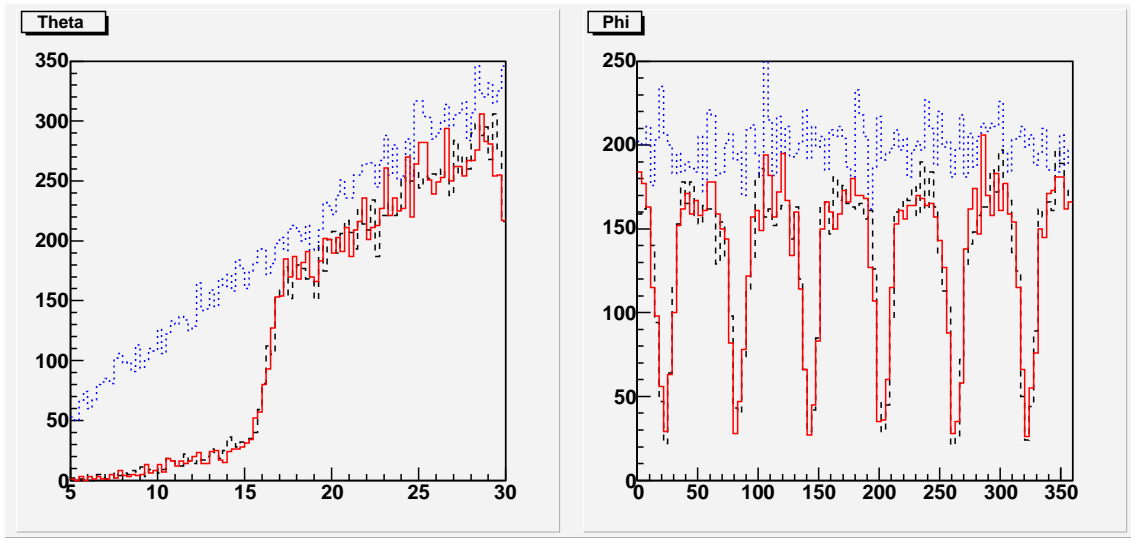


FIG. 2.26 – Simulation GSIM de 20000 protons générés avec $p \in [0, 4 \text{ GeV}; 2 \text{ GeV}]$, $\theta \in [5^\circ; 30^\circ]$ et $\phi \in [0^\circ; 360^\circ]$. La figure montre les distributions des angles polaire θ_{CLAS} et azimuthal ϕ_{CLAS} reconstruits dans CLAS, en excluant le calorimètre DVCS, à la suite de simulations comportant la géométrie de ce dernier **sans** (tirets noirs) et **avec** (traits continus rouges) les cadres en aluminium, ainsi que les distributions des angles générés (pointillés bleus). Le masquage des angles avant ($\theta \leq 16^\circ$) par le calorimètre DVCS est clairement visible.

La distribution θ_{CLAS} ne débute réellement qu'aux environs de $15-16^\circ$, ceci étant dû à la présence du calorimètre DVCS qui couvre un domaine en θ compris environ entre $3,5^\circ$ et $15,5^\circ$. Cette région en θ autour de $15-16^\circ$ nous intéresse particulièrement car nous voulons observer les effets éventuels induits par l'implantation des parties latérales des cadres en aluminium sur l'acceptance pour les protons de faible impulsion.

On ne constate pas de différences notables entre les distributions obtenues sans les nouveaux éléments en aluminium et celles obtenues avec eux. On peut donc en conclure que l'implantation des nouveaux éléments en aluminium dans la géométrie du calorimètre DVCS ne réduit en rien l'acceptance de CLAS pour ces protons, que ce soit en θ ou en ϕ .

Quatrième partie

Prise des données et étalonnage des détecteurs

Chapitre 1

Prise des données de l'expérience DVCS

Nous présentons brièvement le déroulement de l'expérience DVCS et introduisons l'étalement des détecteurs et la réduction des données brutes.

1.1 Déroulement de l'expérience

Chaque période de prise de données (ou période de *run*) du Hall B est associée à une ou plusieurs expériences. Dans notre cas, le *run* e1-DVCS constitue la première partie de l'expérience E01-113 [36]. Cette dernière a été approuvée en lui accordant 60 jours de faisceau (temps de faisceau *effectif*) avec une luminosité de $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Pour des raisons de calendrier, il a été décidé d'effectuer l'expérience sur deux périodes de *run* séparées, la seconde période n'étant pas prévue avant 2008.

La prise des données du *run* e1-DVCS s'est déroulée du 11 mars 2005 au 27 mai 2005, utilisant un faisceau d'électrons de 5,776 GeV. Sur toute la durée du *run* (78 jours réels auxquels il faut retirer le temps d'arrêt de l'accélérateur, ce qui donne en fait 67 jours réels), le temps de faisceau *effectif* obtenu a été d'environ 36 jours.

Nous avons réalisé le montage final du calorimètre électromagnétique DVCS en février 2005 à Jefferson Lab. Nous avons placé les cristaux dans les cadres et avons inséré ces derniers dans la structure mécanique tout en testant chacune de 424 voies électroniques au fur et à mesure. La figure 1.1 montre une photo du calorimètre prise à la fin de son montage. Nous avons placé une vingtaine de capteurs thermiques à l'intérieur du calorimètre, près des cristaux, de manière à pouvoir contrôler la température de ces derniers tout au long de l'expérience. La figure 1.2 montre une photo de l'ensemble solénoïde-calorimètre dans le Hall B lors de leur installation au sein du détecteur CLAS.

L'expérience DVCS est la première expérience au monde à avoir utilisé *sous faisceau* un détecteur équipé de cristaux de tungstate de plomb (PbWO_4) associés à des APDs.

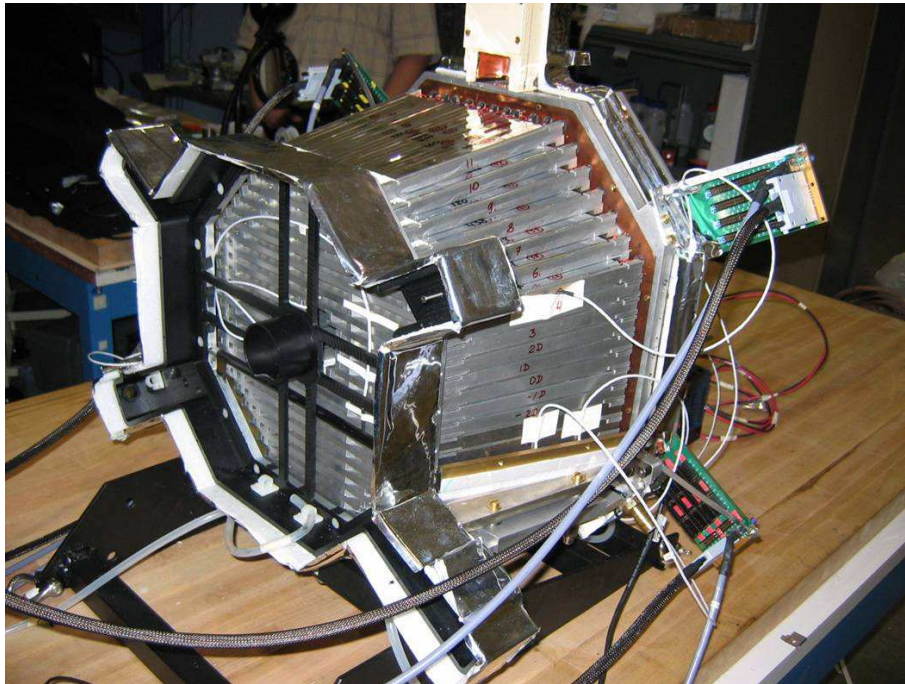


FIG. 1.1 – Photo du calorimètre DVCS lors du montage final.

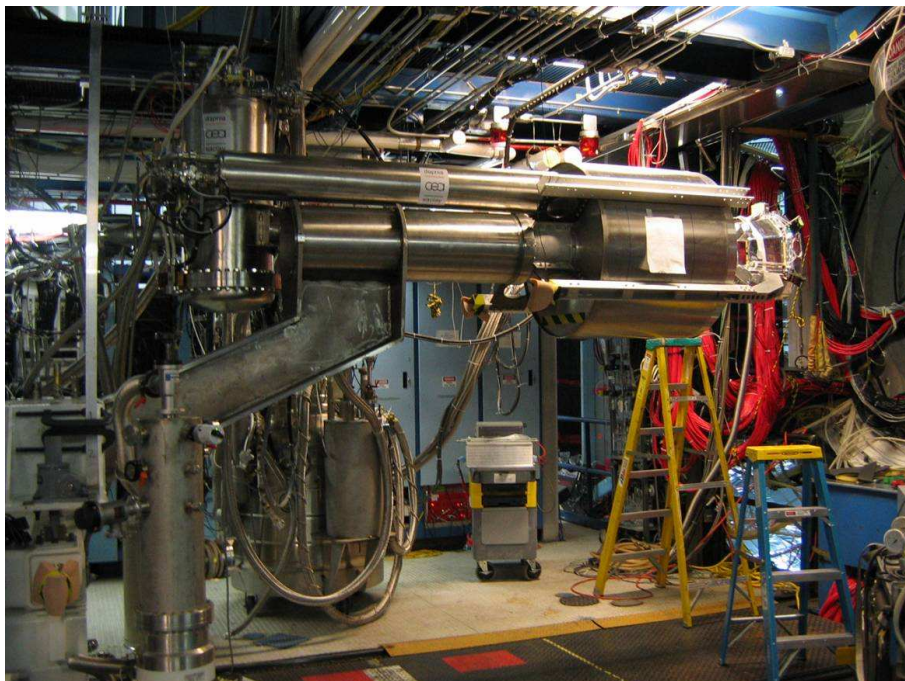


FIG. 1.2 – Photo de l'ensemble solénoïde-calorimètre dans le Hall B, lors de leur installation au sein de CLAS.

Lors du *run* e1-DVCS, la polarisation du faisceau, mesurée par le polarimètre Møller [31], était en moyenne d'environ 79% (variant de 76% à 83%), ce qui est supérieure aux 75% qui étaient prévus. Cependant, des problèmes liés aux chambres à dérive ont fortement limité l'intensité du faisceau utilisable pendant la première partie de la prise de données, ce qui fait que nous avons finalement bénéficié d'une luminosité de $1,6 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. La figure 1.3 montre l'évolution de la charge accumulée en fonction de l'avancement de l'expérience DVCS ("◇"), la courbe rouge (au-dessus) représentant la charge accumulée que l'on aurait obtenue avec la luminosité prévue de $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$.

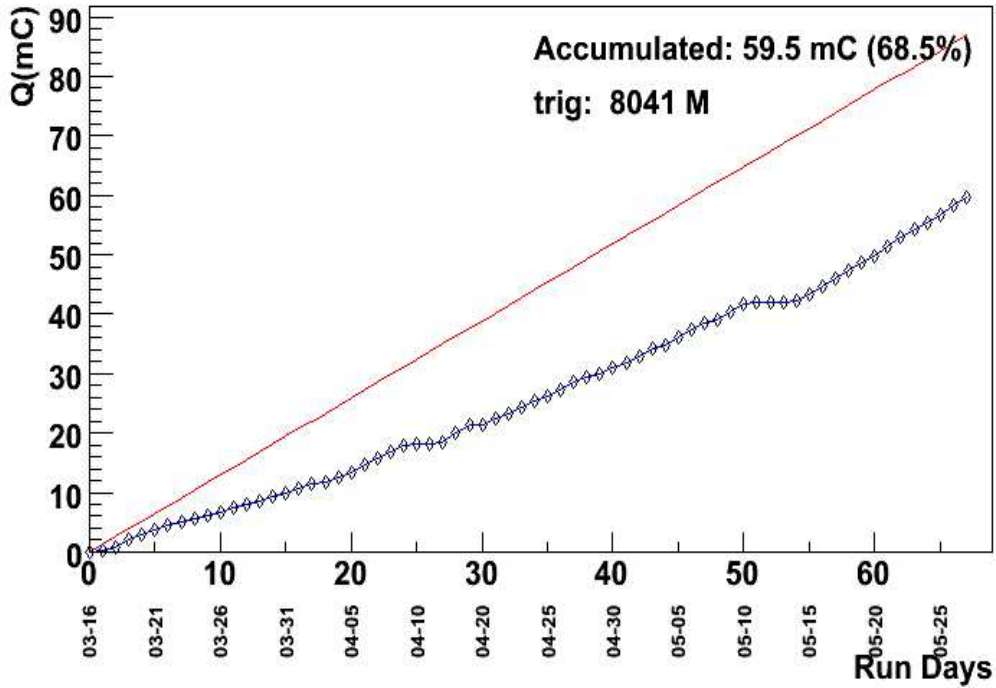


FIG. 1.3 – Charge accumulée au cours du *run* e1-DVCS.

1.2 Etalonnage, base de données et réduction des données brutes

De manière générale, l'étalonnage des détecteurs permet de traduire les données brutes (ADC, TDC) en informations physiques (impulsion, énergie, temps de vol, etc..) utilisables durant la phase d'analyse des données. Cette traduction est utilisée par le programme de réduction des données ("*cooking*") qui comprend plusieurs étapes telles que la reconstruction des trajectoires des particules dans les chambres à dérive, la reconstruction des divers signaux dans les autres détecteurs, et également une première identification approximative

des particules.

1.2.1 La base de données

Les étalonnages des différents détecteurs sont typiquement effectués sur quelques enregistrements donnés. Les constantes d'étalonnage obtenues sont stockées dans une base de données, en y étant rangées par détecteurs, systèmes, sous-systèmes, etc. Dans cette base de données, les informations sont classées par numéro d'enregistrement, ce qui permet de traduire les données enregistrement par enregistrement avec des constantes d'étalonnage qui peuvent être différentes.

1.2.2 Réduction des données brutes

La réduction des données brutes s'effectue traditionnellement en deux phases. Au cours de la première phase (appelée *pass0*), on affecte les diverses constantes d'étalonnage obtenues à tous les enregistrements du *run*, et on effectue la réduction d'une petite fraction des données (1 fichier par enregistrement). Ceci permet de vérifier la stabilité dans le temps de l'efficacité des étalonnages et d'identifier les éventuels enregistrements (ou périodes d'enregistrements) pour lesquels il est nécessaire de refaire un étalonnage. De nouvelles constantes sont calculées le cas échéant et écrites dans la base de données.

La seconde phase (appelée *pass1*) intervient après l'étalonnage de tous les détecteurs et consiste à réduire la totalité des données, traduites enregistrement par enregistrement à l'aide des constantes d'étalonnage contenues dans la base de données. Les données sont alors prêtes à être analysées.

Tandis qu'une description générale des étalonnages des différents sous-systèmes de CLAS peut notamment être trouvée dans la référence [43], le chapitre suivant décrit en détail l'étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques de CLAS qui a été réalisé pour les données de l'expérience DVCS.

Chapitre 2

Étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques du détecteur CLAS

Nous décrivons dans ce chapitre l'étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques de CLAS (EC pour *Electromagnetic Calorimeters*) effectué pour les données de l'expérience DVCS.

2.1 Présentation de la méthode

Outre la détection des électrons, les calorimètres électromagnétiques du détecteur CLAS (EC) ont également pour fonction la détection des particules neutres, avec une efficacité proche de 100% pour les photons et une efficacité pouvant atteindre $\sim 60\%$ pour les neutrons. Plus précisément, l'efficacité de détection des neutrons débute à 0,4 GeV/c, atteint 55% à 1,8 GeV/c et sature finalement à environ 60% au-dessus de 2 GeV/c (voir la référence [35]). La séparation photons/neutrons s'effectue par temps de vol ($\beta \sim 1$ pour les photons), ce qui nécessite d'avoir une bonne résolution en temps des calorimètres électromagnétiques, d'où un bon étalonnage en temps.

Les particules utilisées pour l'étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques sont des particules chargées, plus précisément les électrons, les π^+ , les π^- et les protons. On utilise des particules chargées car il nous faut un temps de référence et celui-ci nous est donné par les scintillateurs de temps de vol, qui sont sensibles essentiellement aux particules chargées.

Le temps aux calorimètres t_{EC} est décrit en fonction des informations TDC et ADC par le modèle à 5 paramètres suivant :

$$t_{EC} = p_1 + p_2 \text{ TDC} + p_3 \frac{1}{\sqrt{\text{ADC}}} + p_4 d^2 + p_5 d^3 - \frac{d}{v}$$

avec p_1, p_2, p_3, p_4 et p_5 les 5 paramètres du modèle, d la distance entre le point d'impact et le photomultiplicateur comme illustré sur la figure 2.1 et v la vitesse de propagation de

la lumière dans la bande de scintillateur.

Les 5 paramètres à déterminer sont :

- $p_1 = T_0$: le premier paramètre à déterminer correspond à l'ensemble des constantes de temps dues au transport du signal dans les cables,
- $p_2 = T_{ch}$: le deuxième paramètre correspond au facteur de conversion de la valeur du TDC en unité de temps,
- $p_3 = T_{adc}$: le troisième paramètre est associé à la correction *time-walk* (temps de montée du signal vers la valeur seuil de déclenchement du TDC),
- $p_4 = dT_1$ et $p_5 = dT_2$: les quatrième et cinquième paramètres correspondent à la correction provenant de l'atténuation de la lumière dans les scintillateurs.

On a donc :

$$t_{EC} = T_0 + T_{ch} TDC + T_{adc} \frac{1}{\sqrt{ADC}} + dT_1 d^2 + dT_2 d^3 - \frac{d}{v}$$

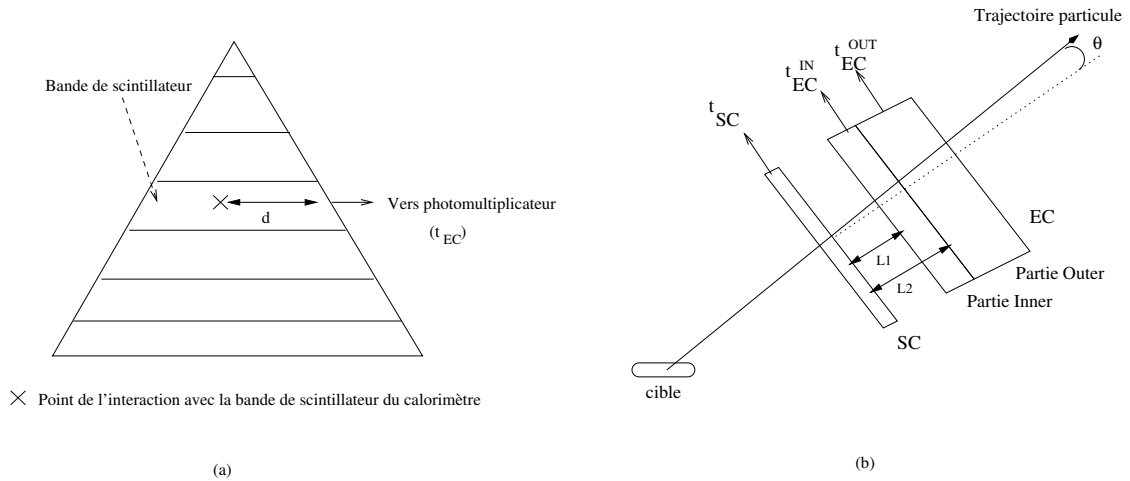


FIG. 2.1 – Schémas mettant en évidence les distances en jeu. (a) d représente la distance entre le point d'interaction sur la bande de scintillateur du calorimètre et le photomultiplicateur. (b) L est la distance entre le point d'interaction sur le scintillateur de temps de vol (SC) et celui situé sur la bande de scintillateur du calorimètre électromagnétique (EC).

L'étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques consiste à déterminer les 5 paramètres T_0 , T_{ch} , T_{adc} , dT_1 et dT_2 pour chaque bande de scintillateur (pour chacun des 6 secteurs, chacune des 2 parties *Inner* et *Outer*, chacune des 3 vues U , V et W , et chaque numéro de bande de scintillateur (1-36)). Pour cela, on utilise le temps mesuré par les scintillateurs de temps de vol t_{SC} comme référence, et on cherche à minimiser pour chaque bande de scintillateur la quantité ΔT (voir la figure 2.1) définie de la manière

suivante :

$$\Delta T = (t_{EC} - t_{SC}) - \frac{L}{c}$$

où L est la distance entre le point d'interaction dans les scintillateurs de temps de vol et la face d'entrée de la partie *Inner* ou de la partie *Outer* des calorimètres électromagnétiques.

La distance L est corrigée de l'angle d'incidence θ de la particule sur les détecteurs.

On a alors :

- pour la partie *Inner* : $L = L1 / \cos \theta$
- pour la partie *Outer* : $L = L2 / \cos \theta$

où $L1$ et $L2$ sont les distances entre les scintillateurs de temps de vol et les deux parties des calorimètres.

Un programme est chargé de calculer, pour chaque bande de scintillateur, les valeurs optimales pour les 5 paramètres permettant d'obtenir la plus petite valeur possible pour la quantité ΔT . Ce programme d'étalonnage s'appelle *ec_time*.

2.2 Utilisation de nouveaux TDCs “*multihit pipeline*” pour l'expérience DVCS

2.2.1 Deux types de TDCs : “*single hit*” et “*multihit pipeline*”

Les TDCs initialement installés pour la lecture des informations en temps des calorimètres électromagnétiques du détecteur CLAS sont des TDCs “*single hit*”, plus précisément des modules LeCroy Fastbus 1872 qui ne sont désormais plus disponibles dans le commerce.

Récemment, de nouveaux TDCs “*multihit pipeline*”, et plus précisément des modules C.A.E.N. VME V1190, ont été installés afin d'être, dans un premier temps, testés en utilisation simultanée avec les anciens TDCs “*single hit*” Lecroy, puis, à terme, utilisés à la place de ces derniers.

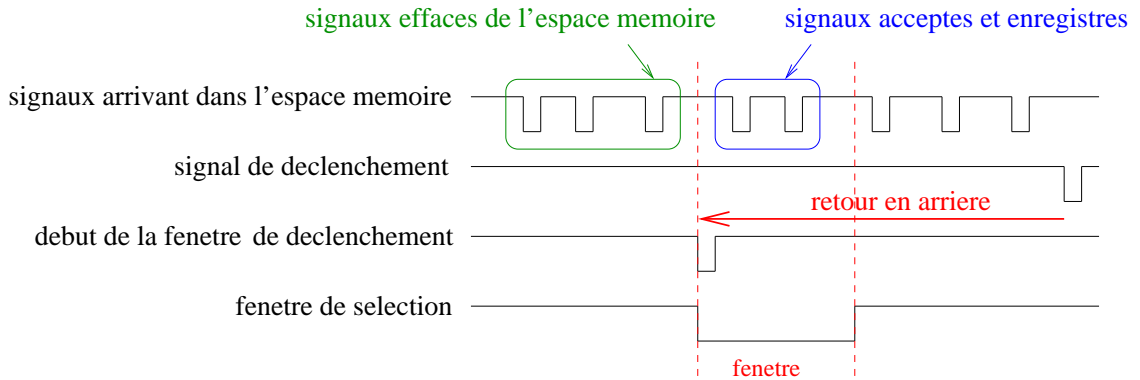


FIG. 2.2 – Fonctionnement des nouveaux TDCs “*multihit pipeline*”.

La figure 2.2 illustre la manière dont les nouveaux TDCs “*multihit pipeline*” fonctionnent. Les signaux sont enregistrés temporairement, de façon continue, dans un espace mémoire qui se trouve effacé au fur et à mesure. Chaque signal est donc à disposition pendant un moment donné dans l’espace mémoire avant de se retrouver effacé. Dès que le signal de déclenchement fait son apparition, le système effectue un retour en arrière dans l’espace mémoire afin de se placer au moment réel du déclenchement (soustraction du temps de latence du déclenchement), définissant ainsi le début de la fenêtre de sélection des signaux à enregistrer pour l’événement considéré.

Le principal avantage de ces nouveaux TDCs “*multihit pipeline*” est un temps mort réduit qui permet un taux d’acquisition bien plus élevé (2 à 3 fois plus élevé que celui permis par les anciens TDCs “*single hit*”).

Pour le *run* e1-DVCS, en ce qui concerne les calorimètres électromagnétiques, les nouveaux TDCs “*multihit pipeline*” ont été installés et utilisés pour les six secteurs, tout en gardant les anciens TDCs “*single hit*” mais pour seulement trois secteurs (les secteurs 3, 4 et 5).

Nous avons donc la configuration donnée par le tableau 2.1.

Secteur	Anciens TDCs “ <i>single hit</i> ”	Nouveaux TDCs “ <i>multihit pipeline</i> ”
1		×
2		×
3	×	×
4	×	×
5	×	×
6		×

TAB. 2.1 – Configuration des TDCs pour les six secteurs lors du *run* e1-DVCS.

Ainsi, pour les secteurs 3, 4 et 5, nous avons à disposition les informations TDC des calorimètres électromagnétiques enregistrées simultanément par les anciens et les nouveaux TDCs.

2.2.2 Les banques d’information ‘EC’ et ‘ECT’

Les données brutes sont rangées dans diverses banques d’informations. Parmi elles, la banque d’information ‘EC’ a pour fonction de contenir les informations associées aux calorimètres électromagnétiques.

Elle comporte les éléments suivants :

- ID : donne l’identité de la bande de scintillateur touchée [partie (*Inner* ou *Outer*), vue (*U*, *V* ou *W*), et numéro de la bande de scintillateur (1-36)],
- TDC : donne l’information en temps provenant des anciens TDCs “*single hit*”,
- ADC : donne l’énergie déposée dans la bande de scintillateur.

La banque d'information 'EC' contient donc l'information TDC provenant des anciens TDCs "*single hit*".

Les signaux composant l'information TDC provenant des nouveaux TDCs "*multihit pipeline*" sont enregistrés dans une toute nouvelle banque d'information qui leur est dédiée, la banque 'ECT'.

Cette dernière comporte alors seulement deux éléments :

- ID : donne l'identité de la bande de scintillateur touchée [partie (*Inner* ou *Outer*), vue (*U*, *V* ou *W*), et numéro de la bande de scintillateur (1-36)],
- TDC : donne l'information en temps provenant des nouveaux TDCs "*multihit pipeline*".

Seuls les secteurs 3, 4 et 5 sont équipés à la fois des anciens et des nouveaux TDCs, ce qui entraîne l'absence de l'information TDC au sein de la banque d'information 'EC' pour les trois autres secteurs (1, 2 et 6).

Mais pendant la prise de données, le système a effectué une reconstitution systématique de la banque 'EC' pour les secteurs 1, 2 et 6 en comblant l'information TDC manquante à l'aide des signaux provenant des nouveaux TDCs "*multihit pipeline*". Plus précisément, dans le cas de signaux multiples (c.-à-d. lorsque dans un événement¹ donné, un élément de détecteur donné présente plusieurs signaux), seul le premier signal TDC enregistré a été copié dans la banque 'EC'.

Pour résumer :

- la banque 'EC' montre en supplément de l'information ADC :
 - pour les secteurs 3, 4 et 5 : l'information TDC provenant des anciens TDCs "*single hit*" toujours en place pour ces trois secteurs,
 - pour les secteurs 1, 2 et 6 : l'information TDC provenant des nouveaux TDCs "*multihit pipeline*" mais pour chaque événement et chaque élément de détecteur, uniquement le premier signal dans le cas de signaux multiples,
- la banque 'ECT' montre uniquement :
 - pour les six secteurs : l'information TDC provenant des nouveaux TDCs "*multihit pipeline*", parfois constituée de signaux multiples.

La figure 2.3 montre les distributions TDC extraites des banques 'ECT' d'un fichier de données brutes du *run* e1-DVCS (la distribution TDC du secteur 6 a subi le filtrage des signaux provenant de la voie ID=1551, correspondant à la bande de scintillateur numéro 15 de la vue W de la partie Outer. Cette voie s'est révélée être une source de bruit et il faut par conséquent ne pas tenir compte des nombreux signaux parasites provenant d'elle).

¹pour la définition d'un *événement*, se reporter à la section 2.6, page 50

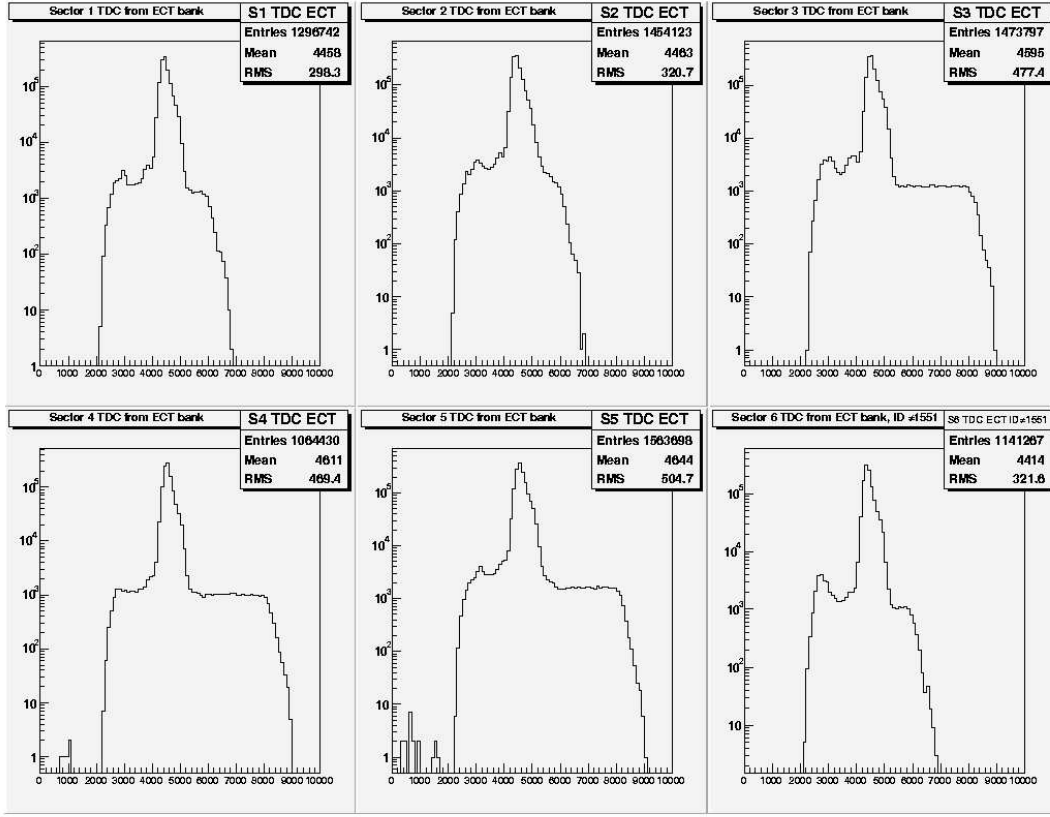


FIG. 2.3 – Distributions TDC des six secteurs du détecteur CLAS obtenues à partir de la banque d’information ‘ECT’ et composant donc l’information provenant des nouveaux TDCs “*multihit pipeline*”.

2.2.3 Etude de multiplicité des nouveaux TDCs

Il apparaît des événements au cours desquels, pour un élément de détecteur donné, les TDCs “*multihit pipeline*” enregistrent plusieurs signaux. Nous avons effectué une étude de multiplicité des nouveaux TDCs “*multihit pipeline*” pour les six secteurs du détecteur CLAS. La figure 2.4 montre pour chacun des six secteurs les distributions en nombre de signaux multiples enregistrés par les nouveaux TDCs “*multihit pipeline*”. L’axe des ordonnées est en échelle logarithmique. La multiplicité des nouveaux TDCs pour chacun des six secteurs est quantifiée en calculant le rapport suivant :

$$r = \frac{N_{mult}}{N_{total}}$$

avec N_{mult} le nombre de signaux (ID, ADC) pour lesquels les nouveaux TDCs ont enregistré plusieurs signaux TDC (en d’autres termes, le nombre de cas comportant des signaux TDC multiples) et N_{total} le nombre total de signaux (ID, ADC) enregistrés.

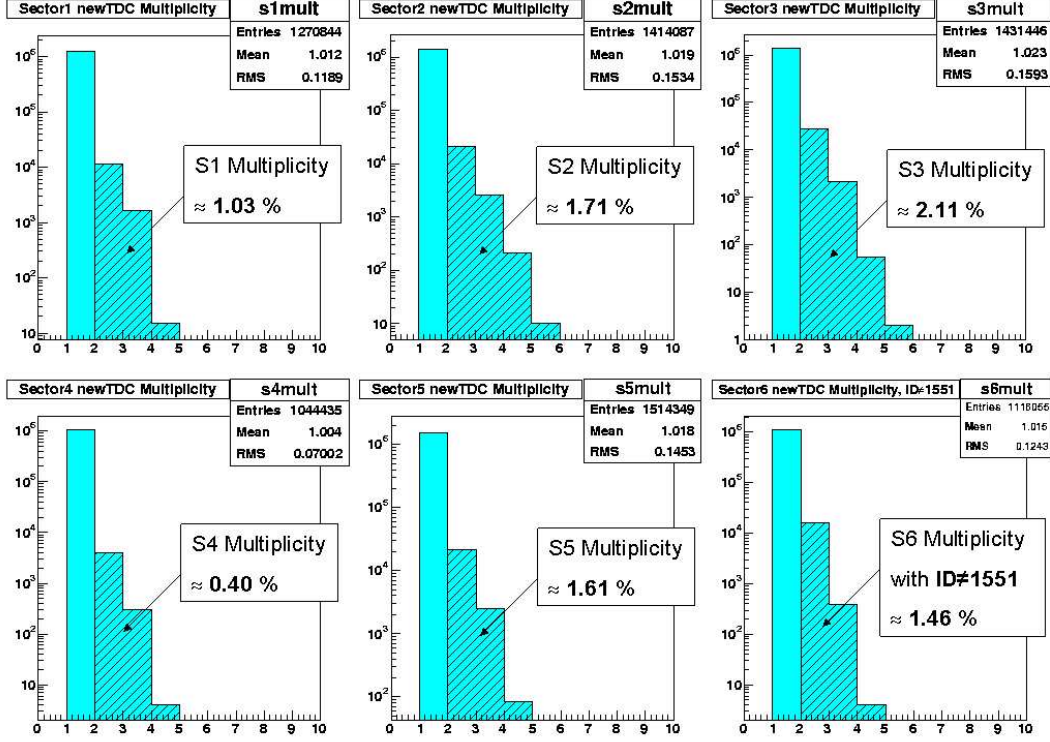


FIG. 2.4 – Multiplicité des nouveaux TDCs “*multihit pipeline*” pour les six secteurs du détecteur CLAS.

Le tableau 2.2 résume les résultats obtenus (après filtrage des signaux parasites provenant de la voie ID=1551 du secteur 6).

Secteur	1	2	3	4	5	6
Rapport r	1,03%	1,71%	2,11%	0,40%	1,61%	1,46%

TAB. 2.2 – Proportion de signaux avec plus d’une information TDC enregistrés par les nouveaux TDCs pour chacun des six secteurs.

On constate que la multiplicité des nouveaux TDCs “*multihit pipeline*”, quel que soit le secteur considéré, est presque toujours 1, ce qui signifie que la proportion de signaux avec plus d’une information TDC est négligeable.

2.2.4 Validation de l’étalonnage avec les nouveaux TDCs “*multihit pipeline*”

Il a été nécessaire de modifier le code de reconstruction de manière à lire les informations fournies par les nouveaux TDCs “*multihit pipeline*” de la manière appropriée (axe

de temps inversé et nombre de canaux différent), pour les secteurs 1, 2 et 6.

En utilisant ce code de reconstruction modifié, un échantillon de données brutes a été réduit et un premier étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques a été effectué, ce qui nous a permis de comparer les résultats obtenus avec les deux types de TDCs, notre objectif étant de valider l'étalonnage effectué avec les nouveaux TDCs “*multihit pipeline*”.

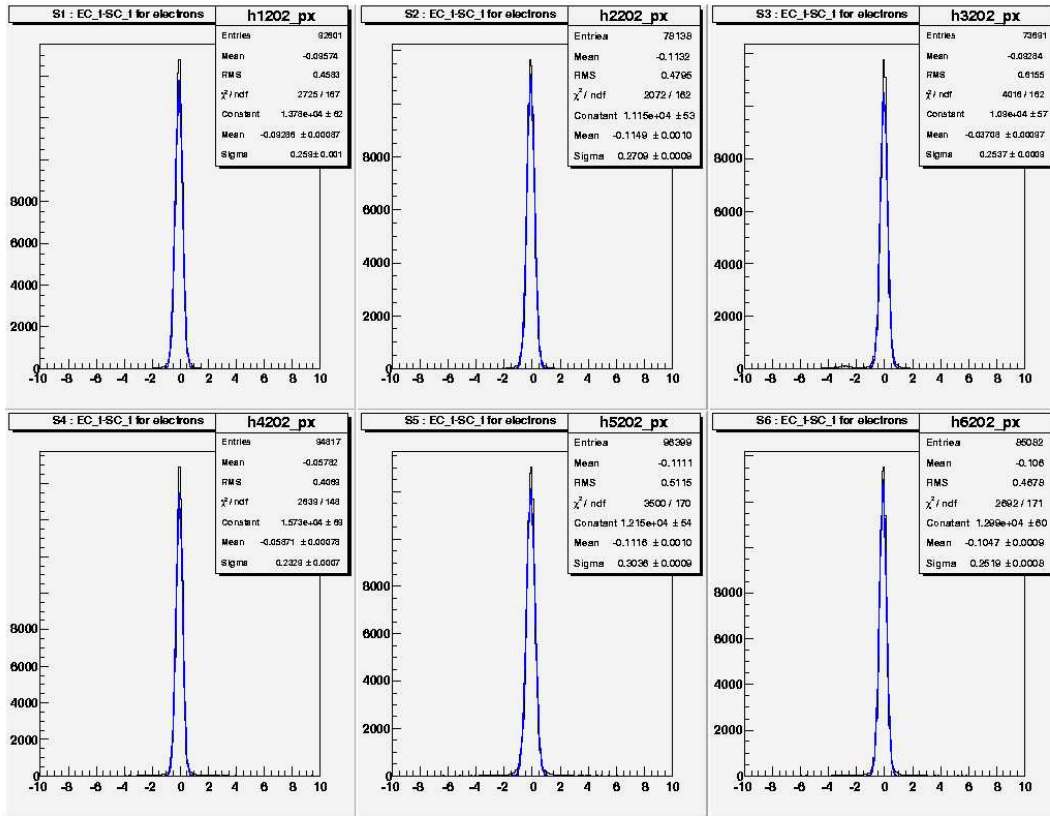


FIG. 2.5 – Distributions $EC_t - SC_t$ pour les électrons, pour les six secteurs, obtenues à partir des données constituant l'enregistrement de référence numéro 46586.

Ce premier étalonnage a été effectué à partir des données constituant l'enregistrement de référence numéro 46586 et ayant été réduites à l'aide du code de reconstruction modifié. Obtenue en sélectionnant uniquement les électrons, la figure 2.5 montre pour les six secteurs les distributions représentant la quantité $EC_t - SC_t$ définie de la manière suivante :

$$EC_t - SC_t = \Delta T = (t_{EC} - t_{SC}) - \frac{L}{c}$$

En comparant les valeurs moyennes (*Mean*) et les résolutions (*Sigma*) obtenues pour les

différents secteurs, on constate que les résultats obtenus pour les secteurs 1, 2 et 6 sont similaires à ceux obtenus pour les trois autres secteurs (3, 4 et 5). On peut alors en conclure que l'étalonnage utilisant les nouveaux TDCs (secteurs 1, 2 et 6) donne des résultats aussi satisfaisants que ceux obtenus avec l'étalonnage utilisant les anciens TDCs (secteurs 3, 4 et 5).

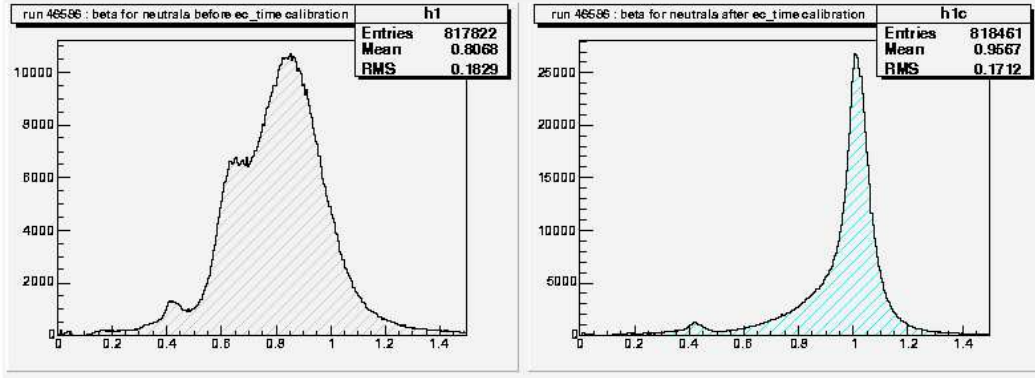


FIG. 2.6 – Distributions $\beta = \frac{v}{c}$ pour les particules neutres avant (à gauche) et après (à droite) l'étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques.

La figure 2.6 montre les distributions $\beta = \frac{v}{c}$ pour les particules neutres avant et après l'étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques. L'étalonnage nous permet d'obtenir le pic fin centré autour de 1 correspondant aux photons que l'on attend.

La séparation photons/neutrons au cours de l'identification des particules s'effectuera à l'aide d'une coupure en β . Les résolutions σ que nous allons obtenir pour la quantité β à l'issue de l'étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques vont par conséquent déterminer l'efficacité de cette séparation.

2.2.5 Modification du code de reconstruction

L'étape suivante a été la modification du code de reconstruction visant à lire la nouvelle banque d'information 'ECT' dans le but d'utiliser l'information TDC contenue dans cette dernière à la place de celle contenue dans la banque 'EC'.

En effet, l'objectif est de lire dans un premier temps la banque 'EC' pour récupérer et enregistrer les informations ID, ADC, et TDC (dans tous les cas, nous avons besoin de lire la banque 'EC' car c'est la seule banque contenant l'information ADC des calorimètres électromagnétiques de CLAS), et ensuite de remplacer l'information TDC enregistrée par celle récupérée en lisant la banque 'ECT'.

Le nouveau code de reconstruction ainsi élaboré n'étant pas destiné uniquement au traitement des données du *run* e1-DVCS mais également à être mis à la disposition de toute la collaboration CLAS, afin d'être utilisé pour le traitement de données de n'importe quel

run, il doit être modulable de manière à s'adapter à la configuration demandée (anciens ou nouveaux TDCs).

Dans cette optique, nous avons créé dans la base de données, dans le système nommé 'EC_CALIB', qui est le système associé à l'étalonnage en énergie et en temps des calorimètres électromagnétiques, un nouveau sous-système nommé 'TDCstat' qui aura pour rôle d'indiquer si on utilise les anciens ou les nouveaux TDCs :

- la valeur par défaut attribuée aux éléments de ce sous-système est 0 : ceci correspond au cas où le code reste adapté aux anciens TDCs (il n'essaie pas de lire la banque 'ECT'),
- si la valeur est fixée à 1 : le code s'adapte aux nouveaux TDCs (il lit les deux banques, 'EC' et 'ECT').

Le code de reconstruction ainsi modifié a été mis à la disposition de la collaboration CLAS.

Le *run* e1-DVCS a connu deux interruptions importantes (ayant duré plusieurs jours) au cours desquelles les réglages des détecteurs ont pu être modifiés. Trois enregistrements de référence ont donc été choisis (l'enregistrement numéro 46586 pour le début du *run* et un enregistrement situé juste ou peu après chacune des deux interruptions) pour effectuer les étalonnages destinés aux différents groupes d'enregistrements définis par les interruptions.

Nous avons alors effectué trois nouveaux étalonnages en utilisant le nouveau code de reconstruction, les nouveaux TDCs étant maintenant utilisés pour les six secteurs.

2.2.6 Application des étalonnages à l'ensemble des enregistrements de production

Nous avons affecté les différentes constantes obtenues à l'aide des trois nouveaux étalonnages à l'ensemble des enregistrements du *run* e1-DVCS, en associant chaque groupe de constantes au groupe d'enregistrements correspondant. De manière générale, les constantes d'étalonnage sont écrites dans la base de données en spécifiant les enregistrements auxquels elles doivent être affectées.

Nous avons ensuite effectué un *pass0*, c.-à-d. la réduction d'une petite fraction des données (se reporter à la section 1.2.2, page 104), ce qui nous permet de vérifier la stabilité dans le temps de l'efficacité de l'étalonnage et d'identifier les éventuels enregistrements (ou périodes d'enregistrements) pour lesquels il est nécessaire de refaire un étalonnage. En l'occurrence, ce *pass0* correspond au 11^{ème} effectué avec les données du *run* e1-DVCS.

La figure 2.7 montre l'évolution dans le temps des valeurs moyennes (*Mean*) et des résolutions (*Sigma*) pour le temps du signal RF, signal de référence fourni par l'accélérateur, observée à l'issue de ce 11^{ème} *pass0*. On constate que pour une certaine période, située au milieu du *run* e1-DVCS, ces valeurs sont nulles. Ceci est dû au fait que, pendant cette période, nous n'avons pas à disposition le signal RF pour une raison inconnue. Cette pé-

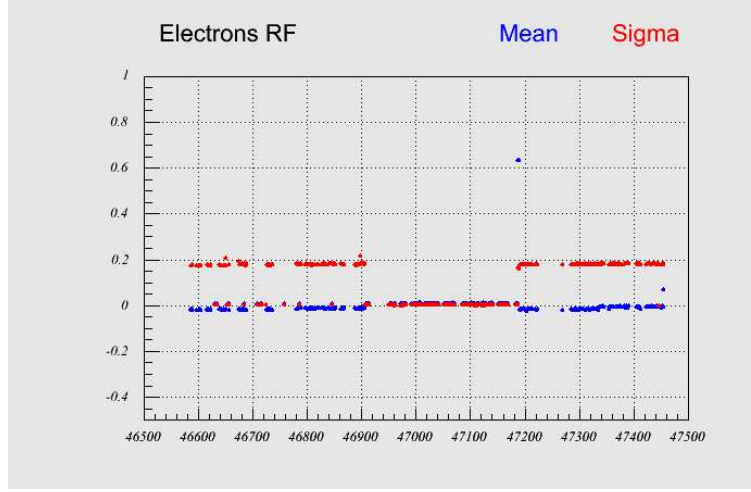


FIG. 2.7 – Evolution dans le temps des valeurs moyennes (*Mean*) et des résolutions (*Sigma*) pour le temps du signal RF observée à l'issue du 11^{ème} *pass0*.

riode se situe entre les enregistrements numéro 46906 et numéro 47186. Les conséquences de ce problème sont exposées dans la suite.

La figure 2.8 montre l'évolution dans le temps des valeurs moyennes (*Mean*) et des résolutions (*Sigma*) pour la quantité $\beta = \frac{v}{c}$ pour les photons observée à l'issue du 11^{ème} *pass0*. Les valeurs *Mean* et *Sigma* sont obtenues en ajustant le pic des photons dominant la distribution β pour les particules neutres. On observe deux discontinuités franches pour chacune des deux quantités. Il apparaît alors clairement trois périodes avec des valeurs moyennes et des résolutions différentes, et on constate que ces trois périodes correspondent à celles observées sur la figure 2.7.

En effet, tout au long de la deuxième période, on constate une détérioration de la résolution dont la cause se trouve être la non-disponibilité du signal RF. Sans ce dernier, le temps mesuré par les scintillateurs de temps de vol t_{SC} est déterminé avec une moins bonne résolution, ce qui se répercute sur la résolution de la quantité $EC_t - SC_t$, en rappelant que : $EC_t - SC_t = \Delta T = (t_{EC} - t_{SC}) - \frac{L}{c}$. La quantité $\beta = \frac{v}{c}$ dépendant directement de la quantité $EC_t - SC_t$, sa résolution se trouve également détériorée.

En ce qui concerne la valeur moyenne de la quantité β pour les photons, l'objectif est bien sûr qu'elle soit égale à 1. Les deux critères qui témoignent de la qualité de l'étalonnage en temps sont la position du pic des photons (le plus proche possible de 1) et la résolution. Les valeurs présentées par la première période sont considérées satisfaisantes mais les deuxième et troisième périodes nécessitent clairement d'être corrigées. Nous avons effectué cette correction en modifiant "manuellement" les valeurs du paramètre T_0 dans la base de données. On rappelle que le paramètre T_0 est celui correspondant aux constantes de temps dues au transport du signal dans les cables. En ajoutant une constante à la valeur de T_0 , on peut directement déplacer la valeur moyenne de la quantité β .

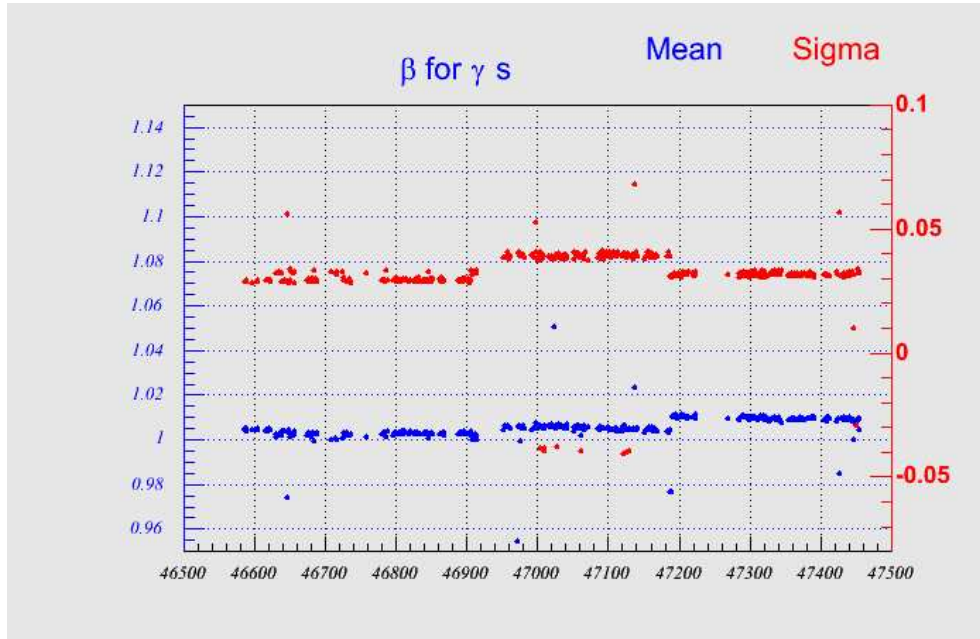


FIG. 2.8 – Evolution dans le temps des valeurs moyennes (*Mean*) et des résolutions (*Sigma*) pour la quantité $\beta = \frac{v}{c}$ pour les photons observée à l'issue du 11^{ème} *pass0*.

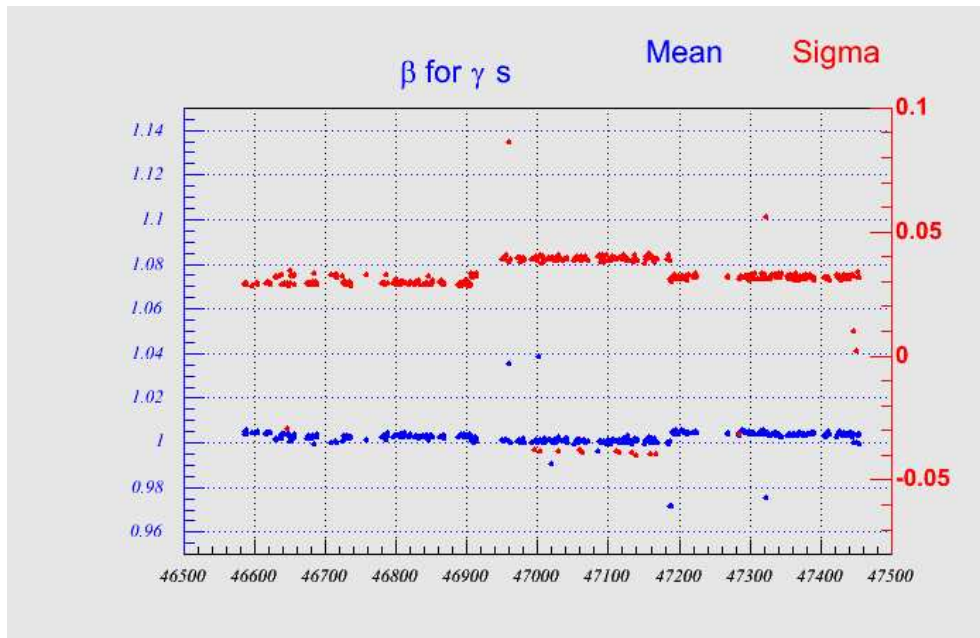


FIG. 2.9 – Evolution dans le temps des valeurs moyennes (*Mean*) et des résolutions (*Sigma*) pour la quantité $\beta = \frac{v}{c}$ pour les photons observée à l'issue du 12^{ème} *pass0*.

Après avoir réalisé les corrections du paramètre T_0 pour les deuxième et troisième périodes, nous avons effectué le 12^{ème} *pass0*. La figure 2.9 montre l'évolution dans le temps des valeurs moyennes (*Mean*) et des résolutions (*Sigma*) pour la quantité β pour les photons observée après correction du paramètre T_0 , à l'issue du 12^{ème} *pass0*. Les valeurs moyennes sont maintenant très proches de 1 pour l'ensemble des enregistrements, quelle que soit la période.

Arrivé à ce stade, le travail d'étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques était en principe terminé mais nous nous sommes intéressés à un problème relatif aux résolutions obtenues. Le fait est que l'on observe une nette différence entre les résolutions obtenues pour les bandes de scintillateurs appartenant à la vue U et celles obtenues pour les bandes de scintillateurs appartenant aux deux autres vues, V et W . Cette différence a été observée non seulement avec les données du *run* e1-DVCS mais également avec des données de divers autres *runs*.

2.3 Modification du code d'étalonnage

2.3.1 Correction d'un problème de dégradation de la résolution

Nous avons observé les résolutions σ obtenues à l'issue de l'étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques pour chaque bande de scintillateur, c.-à-d. en fonction du secteur (1-6), de la partie (*Inner* ou *Outer*), de la vue (U , V ou W), et du numéro de bande de scintillateur (1-36). Un problème nous est apparu.

La figure 2.10 représente les résolutions σ pour la quantité $EC_t - SC_t$, obtenues à l'issue de l'étalonnage et exprimées en nanosecondes (ns) (échelle de couleurs).

Sur l'axe des abscisses, se trouve le numéro de bande de scintillateur (1-36) - numéroté sur la figure avec un décalage, de 0 à 35 -, et sur l'axe des ordonnées, sont représentés le secteur (1-6), la partie (*Inner* ou *Outer*), et la vue (U , V ou W). Les résolutions maximales obtenues (apparaissant en rouge) dépassent 3 ns mais nous avons choisi d'observer le spectre dans ce domaine, compris entre 0 et 3 ns, pour des raisons de lisibilité, l'objectif n'étant pas de déterminer la valeur maximale atteinte par les résolutions mais de comparer les résolutions obtenues individuellement pour chacune des bandes de scintillateur.

Il apparaît clairement une différence entre les résolutions obtenues pour les bandes de scintillateur appartenant à la vue U et celles obtenues pour les bandes de scintillateur appartenant aux vues V et W . Pour la vue U , la quasi-totalité des bandes de scintillateur présente des résolutions σ ne dépassant pas 1 ns (elles apparaissent sur la figure en bleu et bleu clair), tandis que pour les vues V et W , un grand nombre de bandes de scintillateur (numéro 6 à 23 principalement) montre des résolutions se situant plutôt entre 1 ns et 3 ns (la zone apparaissant en vert-jaune-rouge sur la figure).

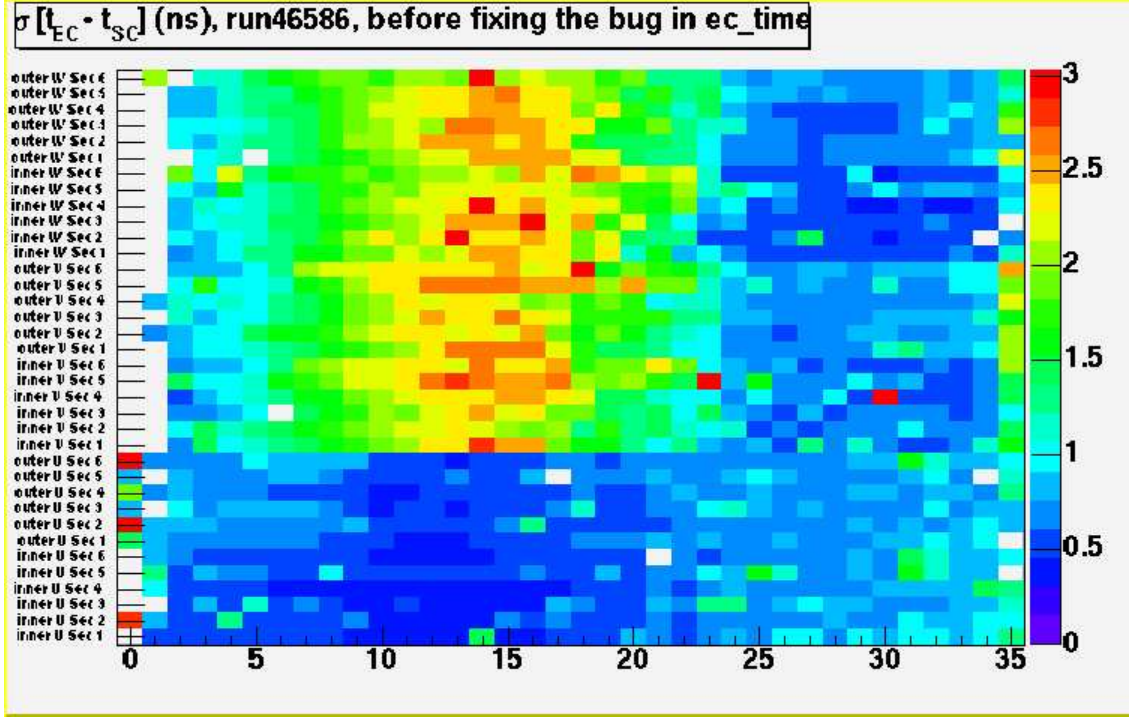


FIG. 2.10 – Représentation des résolutions $\sigma_{[EC_t - SC_t]}$ (ns) en fonction du secteur (1-6), de la partie (*Inner* ou *Outer*), de la vue (*U*, *V* ou *W*), et du numéro de bande de scintillateur (1-36). Résultats obtenus à partir des données constituant l'enregistrement numéro 46586, avec le code d'étalonnage d'origine.

On constate alors que pour près de la moitié des bandes de scintillateur appartenant aux vues *V* et *W*, nous obtenons des résolutions environ deux fois (ou même trois fois dans certains cas) plus mauvaises que celles obtenues pour les bandes de scintillateurs appartenant à la vue *U*.

On rappelle que cette différence a été observée non seulement avec les données du *run* e1-DVCS mais également avec des données de plusieurs autres *runs*.

En vérifiant les divers calculs effectués dans le code d'étalonnage (*ec_time*), nous avons remarqué que ce dernier effectue notamment le calcul, pour chacune des trois vues (*U*, *V* et *W*), de la distance entre le point d'impact et le bord du photomultiplicateur de la bande de scintillateur touchée, mais que certains paramètres de ce calcul (plus précisément les coordonnées du point d'impact) sont calculés uniquement pour la vue *U* au lieu de les calculer de façon indépendante pour chacune des trois vues. De ce fait, l'utilisation dans les calculs associés aux vues *V* et *W* des valeurs de ces paramètres obtenues pour la vue *U* engendre une imprécision entraînant une dégradation de la résolution pour les bandes de scintillateurs appartenant à ces deux vues.

Nous avons corrigé le code d'étalonnage de manière à ce que les paramètres cités

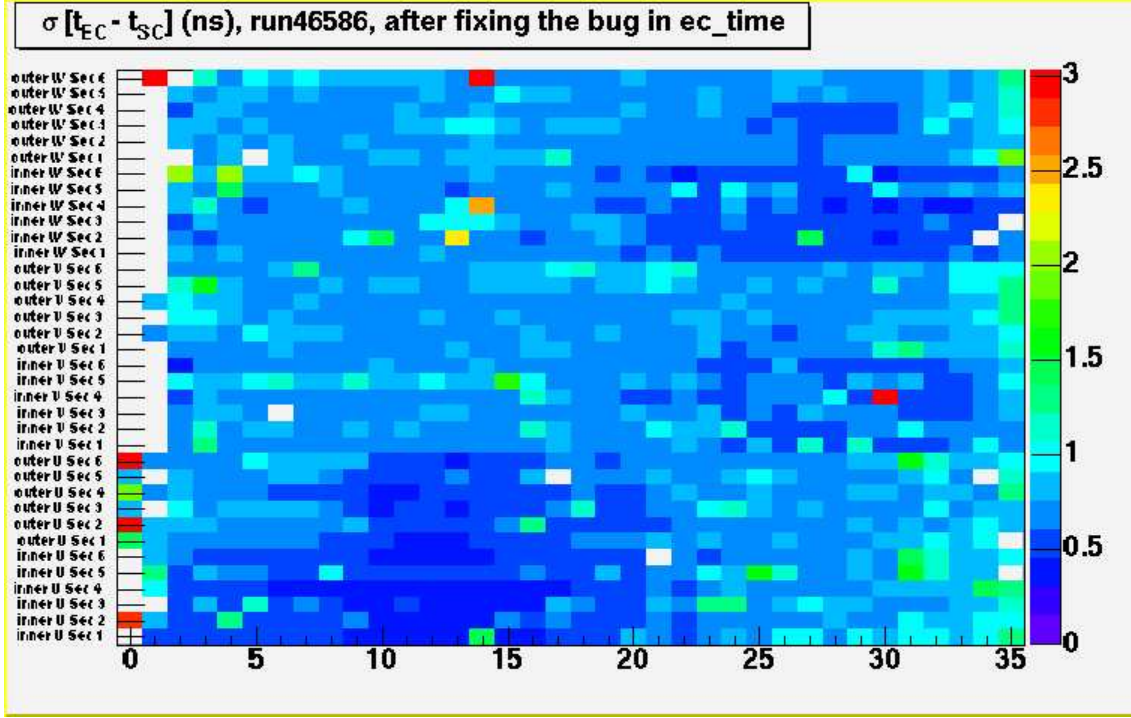


FIG. 2.11 – Représentation des résolutions $\sigma_{[EC_t - SC_t]}$ (ns) en fonction du secteur (1-6), de la partie (*Inner* ou *Outer*), de la vue (*U*, *V* ou *W*), et du numéro de bande de scintillateur (1-36). Résultats obtenus à partir des données constituant l'enregistrement numéro 46586, avec le code d'étalonnage corrigé.

précédemment soient calculés de façon indépendante pour chacune des trois vues *U*, *V* et *W* et non plus uniquement pour la vue *U* comme avec le code d'origine.

Le code d'étalonnage corrigé nous permet à présent d'obtenir pour les vues *V* et *W* des résolutions similaires à celles obtenues pour la vue *U*, comme l'illustre la figure 2.11. On constate que la quasi-totalité des bandes de scintillateur présente maintenant des résolutions σ ne dépassant pas 1 ns, quelle que soit la vue considérée (*U*, *V* ou *W*).

Une nouvelle série d'étalonnages a été effectuée en utilisant le code d'étalonnage (*ec_time*) corrigé.

La figure 2.12 représente les distributions $EC_t - SC_t$, pour les six secteurs, intégrées sur les 4 types de particules utilisés (e^- , π^+ , π^- , p), ainsi que sur toutes les bandes de scintillateur de chaque secteur, et obtenues à partir de données constituant l'enregistrement numéro 46586, avec le code d'étalonnage d'origine. Quant à la figure 2.13, elle représente les mêmes distributions mais obtenues avec le code d'étalonnage corrigé.

Les résolutions σ obtenues dans les deux cas sont présentées dans le tableau 2.3.

Selon le secteur considéré, le taux d'amélioration des résolutions σ pour la quantité $EC_t - SC_t$ peut atteindre $\sim 11\%$, la moyenne sur tous les secteurs étant de $\sim 7\%$.

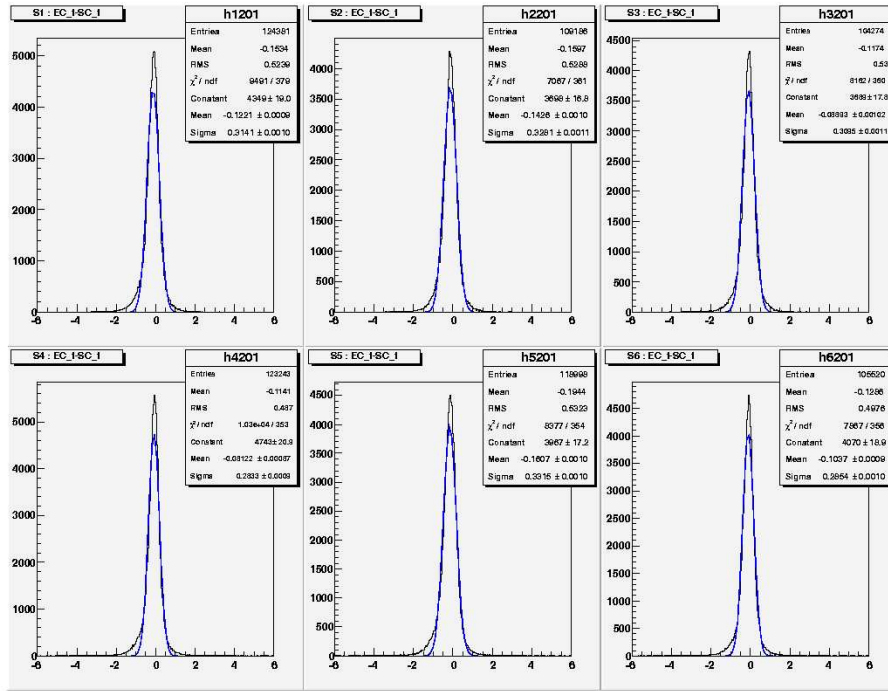


FIG. 2.12 – Distributions $EC_t - SC_t$ obtenues à partir des données constituant l'enregistrement numéro 46586, avec le code d'étalonnage d'origine.

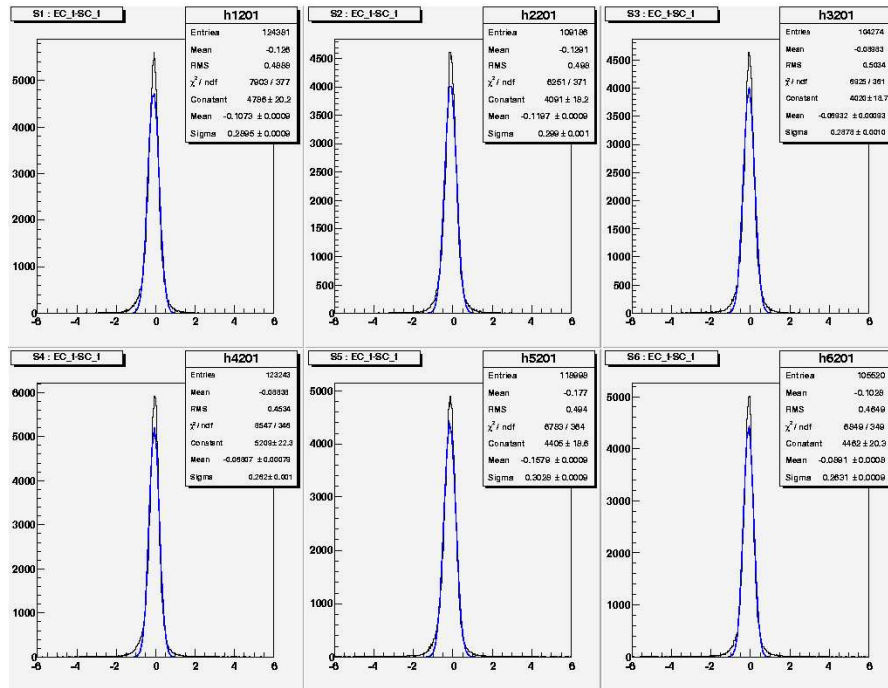


FIG. 2.13 – Distributions $EC_t - SC_t$ obtenues à partir des données constituant l'enregistrement numéro 46586, avec le code d'étalonnage corrigé.

Résolutions $\sigma_{[EC_t-SC_t]}$ (ns)			
	code d'étalonnage d'origine	code d'étalonnage corrigé	amélioration en %
Secteur 1	0,314	0,300	$\sim 4,6\%$
Secteur 2	0,329	0,299	$\sim 9,1\%$
Secteur 3	0,310	0,288	$\sim 7\%$
Secteur 4	0,283	0,282	$\sim 0,5\%$
Secteur 5	0,332	0,303	$\sim 8,6\%$
Secteur 6	0,295	0,263	$\sim 10,9\%$

TAB. 2.3 – Résolutions $\sigma_{[EC_t-SC_t]}$ (ns) obtenues avec le code d'origine et le code corrigé.

Les taux d'amélioration des résolutions peuvent paraître faibles si on se souvient que l'on constatait environ un facteur 2 (et même un facteur 3 dans certains cas) entre les résolutions obtenues pour certaines bandes de scintillateur appartenant aux vues V et W et celles obtenues pour les bandes de scintillateur appartenant à la vue U .

Néanmoins, nous ne pouvions pas nous attendre à obtenir des résolutions intégrées sur toutes les bandes de scintillateur meilleures que celles-ci pour les raisons suivantes :

- les temps associés aux parties *Inner* et *Outer* pour une vue donnée (U , V ou W) sont calculés en moyennant les temps associés à toutes les bandes de scintillateurs de la manière suivante : $t = \sum_{bandes} (t_{bande} \times \frac{\sqrt{ADC}}{\sigma})$. Par conséquent, plus la valeur de σ est élevée, plus le poids associé au temps de la bande de scintillateur est faible,
- seulement près de la moitié des bandes de scintillateur appartenant aux vues V et W présentait des valeurs de σ élevées,
- pour un événement donné, lorsque l'on moyenne les temps associés aux vues U , V et W , dans presque tous les cas, seul un de ces temps présentait une valeur de σ élevée car, pour des raisons de géométrie, il est très rare qu'une particule touche une bande V et une bande W qui se situent toutes deux dans la zone présentant le problème (apparaissant en vert-jaune-rouge sur la figure).

La figure 2.14 représente les distributions $\beta = \frac{v}{c}$ pour les photons obtenues à partir des données constituant l'enregistrement numéro 46586, avec le code d'étalonnage d'origine. Quant à la figure 2.15, elle représente les mêmes distributions mais obtenues avec le code d'étalonnage corrigé. Comme expliqué précédemment dans la section 2.2.4, ce sont les résolutions obtenues pour la quantité $\beta = \frac{v}{c}$ qui déterminent l'efficacité de la séparation photons/neutrons.

Les résolutions σ obtenues dans les deux cas sont présentées dans le tableau 2.4.

Selon le secteur considéré, le taux d'amélioration des résolutions pour la quantité β pour les photons peut atteindre $\sim 15\%$, la moyenne sur tous les secteurs étant de $\sim 13\%$, ce qui est loin d'être négligeable.

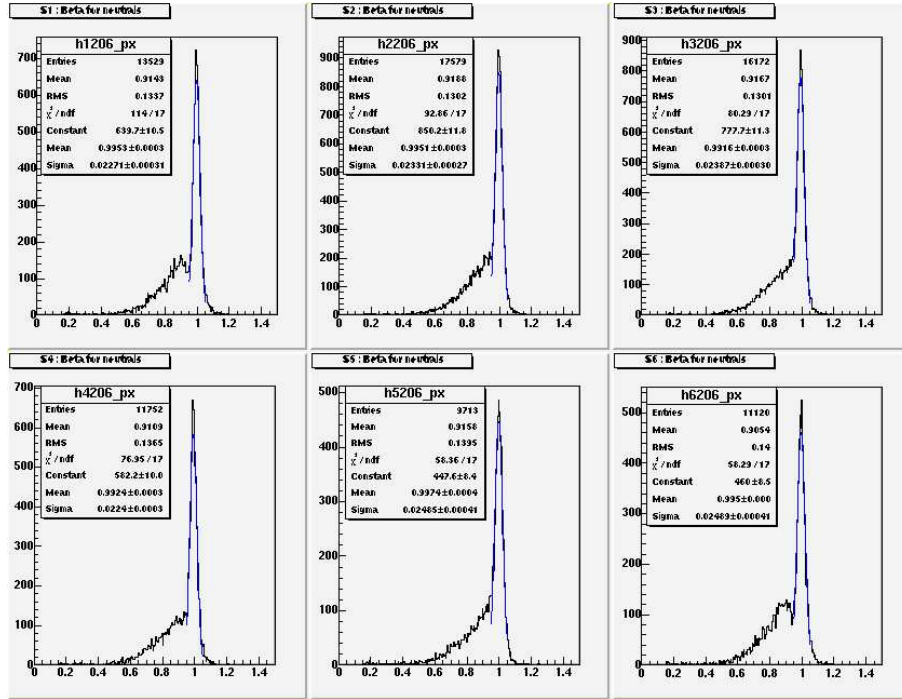


FIG. 2.14 – Distributions β pour les photons obtenues à partir des données constituant l'enregistrement numéro 46586, avec le code d'étalonnage d'origine.

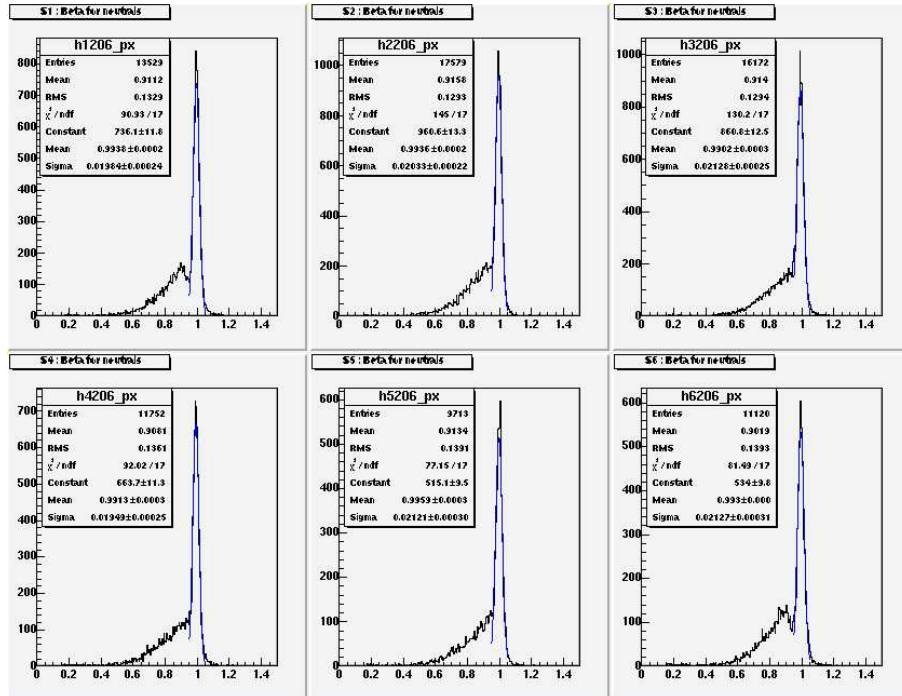


FIG. 2.15 – Distributions β pour les photons obtenues à partir des données constituant l'enregistrement numéro 46586, avec le code d'étalonnage corrigé.

Résolutions $\sigma_{[\beta]}$			
	code d'étalonnage d'origine	code d'étalonnage corrigé	amélioration en %
Secteur 1	0,023	0,020	$\sim 13\%$
Secteur 2	0,023	0,020	$\sim 13\%$
Secteur 3	0,024	0,021	$\sim 11\%$
Secteur 4	0,022	0,020	$\sim 13\%$
Secteur 5	0,025	0,021	$\sim 15\%$
Secteur 6	0,025	0,021	$\sim 15\%$

TAB. 2.4 – Résolutions $\sigma_{[\beta]}$ avec le code d'origine et le code corrigé.

De nouveaux étalonnages effectués à l'aide du code d'étalonnage corrigé nous ont permis d'obtenir des résolutions meilleures que celles obtenues précédemment avec le code d'origine, et par conséquent d'identifier les photons (par la séparation photons/neutrons) avec une efficacité accrue.

2.3.2 Application des nouveaux étalonnages effectués avec le code corrigé à l'ensemble des enregistrements de production

Nous avons affecté les différentes constantes obtenues à l'aide de la nouvelle série d'étalonnages effectués avec le code d'étalonnage corrigé à l'ensemble des enregistrements du *run* e1-DVCS, en associant chaque groupe de constantes au groupe d'enregistrements correspondant. Nous avons ensuite effectué un nouveau *pass0*, qui se trouve être le 17^{ème}.

La figure 2.16 montre l'évolution dans le temps des valeurs moyennes (*Mean*) et des résolutions (*Sigma*) pour la quantité $\beta = \frac{v}{c}$ pour les photons observée à l'issue du 17^{ème} *pass0*.

Cette figure apparaît similaire à la figure 2.8 mis à part la baisse globale des valeurs de *Sigma* attendue, permise par la correction du code d'étalonnage.

La modification que nous avons apportée au code d'étalonnage nous a donc permis de corriger un problème, existant depuis longtemps, qui induisait une dégradation des résolutions obtenues. A l'aide du code corrigé, nous avons effectué l'étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques du détecteur CLAS pour l'ensemble des enregistrements de production du *run* e1-DVCS, en obtenant des résultats meilleurs que ceux attendus.

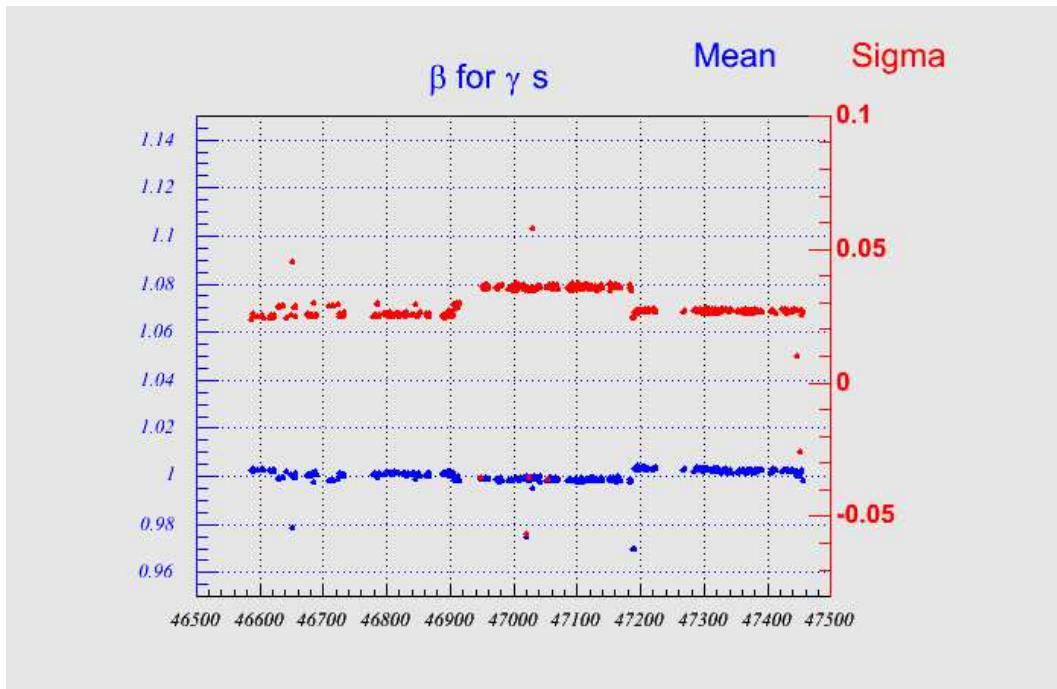


FIG. 2.16 – Evolution dans le temps des valeurs moyennes (*Mean*) et des résolutions (*Sigma*) pour la quantité $\beta = \frac{v}{c}$ pour les photons observée à l'issue du 17^{ème} *pass0*.

Cinquième partie

Analyse des données

L'objectif de cette analyse est l'étude du processus de Diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS) par la mesure de l'électroproduction de photon sur une cible d'hydrogène en utilisant l'accélérateur CEBAF et le détecteur CLAS complété par les nouveaux éléments dédiés à l'expérience DVCS que sont le calorimètre électromagnétique interne (IC pour *Inner Calorimeter*) placé aux angles avant et le solénoïde entourant la cible.

Comme exposé dans la partie I, les processus DVCS et Bethe-Heitler (BH) ne peuvent être distingués expérimentalement, étant donné qu'ils mènent au même état final (e, p, γ). On rappelle que dans le cas du processus DVCS, le photon réel est émis par le nucléon tandis que dans celui du processus Bethe-Heitler, il est rayonné par l'électron incident ou l'électron diffusé. Lorsque l'on mesure la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$, on mesure par conséquent à la fois le processus DVCS et le processus Bethe-Heitler.

Les étalonnages des différents détecteurs ayant été effectués, la seconde phase de la réduction des données (*pass1*, voir section 1.2.2, chapitre 1, partie IV) a été menée à bien en l'espace d'un peu plus de deux mois et la totalité des données acquises fût prête à être analysée en mai 2006.

Cette partie présente les différentes étapes constituant l'analyse effectuée au cours de cette thèse. Le premier chapitre expose la manière dont les événements $ep \rightarrow ep\gamma$ ont été sélectionnés, c.-à-d. l'identification des trois particules de l'état final et le choix des coupures de sélection appliquées. Le deuxième chapitre décrit tous les travaux accomplis pour réaliser l'extraction de la section efficace $ep \rightarrow ep\gamma$: détermination du nombre d'événements $N_{ep \rightarrow ep\gamma}$ après soustraction du bruit de fond provenant du canal $ep \rightarrow ep\pi^0 \rightarrow ep\gamma\gamma$ et détermination des différents facteurs intervenant dans la normalisation de la section efficace tels l'acceptance du dispositif de détection, les efficacités de détection, la luminosité intégrée, les corrections radiatives, etc...

Chapitre 1

Sélection des événements $ep \rightarrow ep\gamma$

Afin de sélectionner les événements appartenant au canal $ep \rightarrow ep\gamma$, la première étape consiste à identifier les trois particules de l'état final qui nous intéresse, soit l'électron diffusé, le proton de recul et le photon produit. Une identification préliminaire et grossière des particules est effectuée au cours de la réduction des données, notamment pour vérifier la qualité des données. De manière générale, une identification plus précise doit être effectuée en tenant compte des spécificités de chaque expérience. Une fois l'identification des particules réalisée, nous avons étudié les coupures de sélection à appliquer aux événements, afin d'assurer l'exclusivité de la réaction que nous voulons étudier.

1.1 Le programme de réduction des données

La réduction des données se décompose en plusieurs étapes incluant notamment la reconstruction des trajectoires des particules chargées dans les chambres à dérive et la reconstruction des signaux dans les autres détecteurs, et mène à une identification préliminaire et grossière des particules.

Nous ne décrivons ici que la reconstruction des trajectoires dans les chambres à dérive (voir [43] pour une description des autres étapes de la réduction des données). Le déroulement de celle-ci s'effectue en deux parties. La première, appelée *Hit-Based Tracking*, utilise l'information spatiale des chambres à dérive et en l'occurrence la position des différentes cellules touchées dans les trois régions, et en se référant à une table de trajectoires possibles, identifie et regroupe les cellules compatibles avec une trajectoire de la table, et rejette les autres. La seconde partie, nommée *Time-Based Tracking*, utilise l'information en temps des chambres à dérive (le fil actif de chaque cellule étant relié à un TDC) et, connaissant le temps de vol de la particule chargée (donnée par les scintillateurs), détermine dans chaque cellule touchée ayant passé le *Hit-Based Tracking* la distance entre la position de passage de la particule chargée et la position du fil actif (situé au centre de la cellule). Ceci permet, connaissant la vitesse de dérive des ions dans le gaz des chambres à dérive, de situer la position de passage de la particule sur un cercle centré autour de la position du fil actif et dont le rayon correspond à la distance déterminée. Un ajuste-

ment basé sur les cercles ainsi déterminés et correspondant au même temps permet une reconstruction précise des trajectoires et le rejet des traces fortuites.

Une variable nommée *status* se charge d'indiquer si une particule a, ou n'a pas, passé le *Time-Based Tracking* en prenant une valeur positive dans le premier cas et une valeur négative dans le second cas.

À l'issue de l'identification préliminaire et grossière réalisée par le programme de réduction des données, chaque particule se voit attribuer un numéro d'identification (variable *id*) tel que l'on a '*id*=11' pour les électrons, '*id*=22' pour les photons, '*id*=2212' pour les protons, etc...

1.2 Identification des particules

Les procédures d'identification des particules avec le détecteur CLAS sont classiques. Toutefois, dans le cas de notre expérience, la présence du champ magnétique du solénoïde introduit un décalage azimuthal des trajectoires des particules chargées : l'électron et le proton dans le cadre de cette analyse.

1.2.1 Identification de l'électron diffusé

L'électron diffusé est la particule qui déclenche l'acquisition de l'événement et qui détermine le temps de référence de l'événement. Il est donc essentiel de bien l'identifier.

L'identification grossière effectuée lors de la réduction des données attribue le numéro '*id*=11' aux particules de charge ' $q = -1$ ' identifiées en tant qu'électrons. Nous prenons cette condition comme point de départ, comme condition de base, et imposons une série de coupures supplémentaires afin d'arriver à une identification suffisamment fine de l'électron de déclenchement. Parmi ces coupures, certaines ont pour rôle d'éliminer les traces fortuites, d'autres de rejeter les zones de détection inefficaces, et de rejeter les pions mal identifiés.

- **Coupure '*status* > 0' (*Time-Based Tracking*) :**

On applique cette coupure afin de conserver uniquement les particules ayant passé la seconde partie (*Time-Based Tracking*) de la reconstruction des trajectoires dans les chambres à dérive, ce qui contribue à éliminer les traces fortuites.

- **Coupure sur Z_{vertex} :**

Une coupure sur la position reconstruite du vertex le long de l'axe z est effectuée afin de rejeter les électrons provenant des fenêtres d'isolation de la cible. La figure 1.1 montre les distributions de cette position Z_{vertex} pour chacun des six secteurs. La cible d'hydrogène, d'une longueur de 2,5 cm, est centrée autour de $z = -66,3$ cm. On distingue sur les distributions un second pic autour de $z = -57,5$ cm. Celui-ci correspond à la fenêtre de sortie de la chambre de la cible. Nous appliquons une coupure de ± 3 cm autour du centre de Z_{vertex} mais celui-ci variant légèrement de secteur en secteur à cause du décentrement

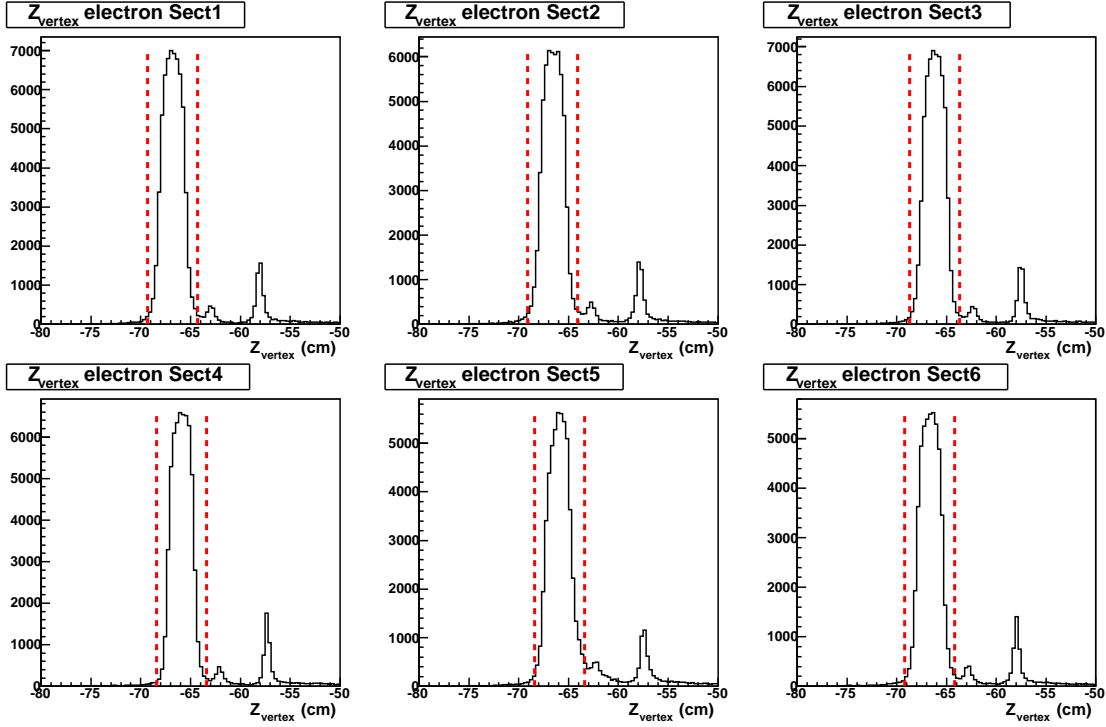


FIG. 1.1 – Distributions Z_{vertex} des particules ‘ $id=11$ ’ pour les six secteurs. Les coupures, représentées en pointillés rouges, sont différentes selon le secteur, le centre du pic variant légèrement en fonction du secteur considéré.

du faisceau par rapport à CLAS, il a été nécessaire d’appliquer des coupures différentes en fonction du secteur considéré.

- **Coupures fiducielles pour les calorimètres électromagnétiques (EC) :**

Lorsqu’une particule interagit trop près du bord d’un calorimètre, la gerbe électromagnétique induite n’est pas entièrement contenue dans celui-ci et par conséquent, l’énergie totale mesurée par le calorimètre ne correspond pas à l’énergie réelle de la particule.

On estime que le point d’impact doit se trouver à une distance supérieure à au moins 10 cm du bord du calorimètre pour que l’énergie réelle de la particule puisse être correctement reconstruite. Les coupures fiducielles consistent alors à couper les bords des calorimètres, de manière à ne garder que les particules dont l’énergie mesurée est fiable.

La figure 1.2 montre les distributions U , V et W (coordonnées locales des calorimètres) des particules ‘ $id=11$ ’, accompagnées des coupures fiducielles appliquées (représentées en pointillés rouges) : $U > 40$ cm, $U < 400$ cm, $V < 360$ cm et $W < 390$ cm. En bas à droite de la figure, est représentée la distribution Y en fonction de X (coordonnées globales) de ces mêmes particules avant (points noirs) et après (points verts) les coupures fiducielles des calorimètres. On visualise clairement les zones en bordure qui ont été coupées.

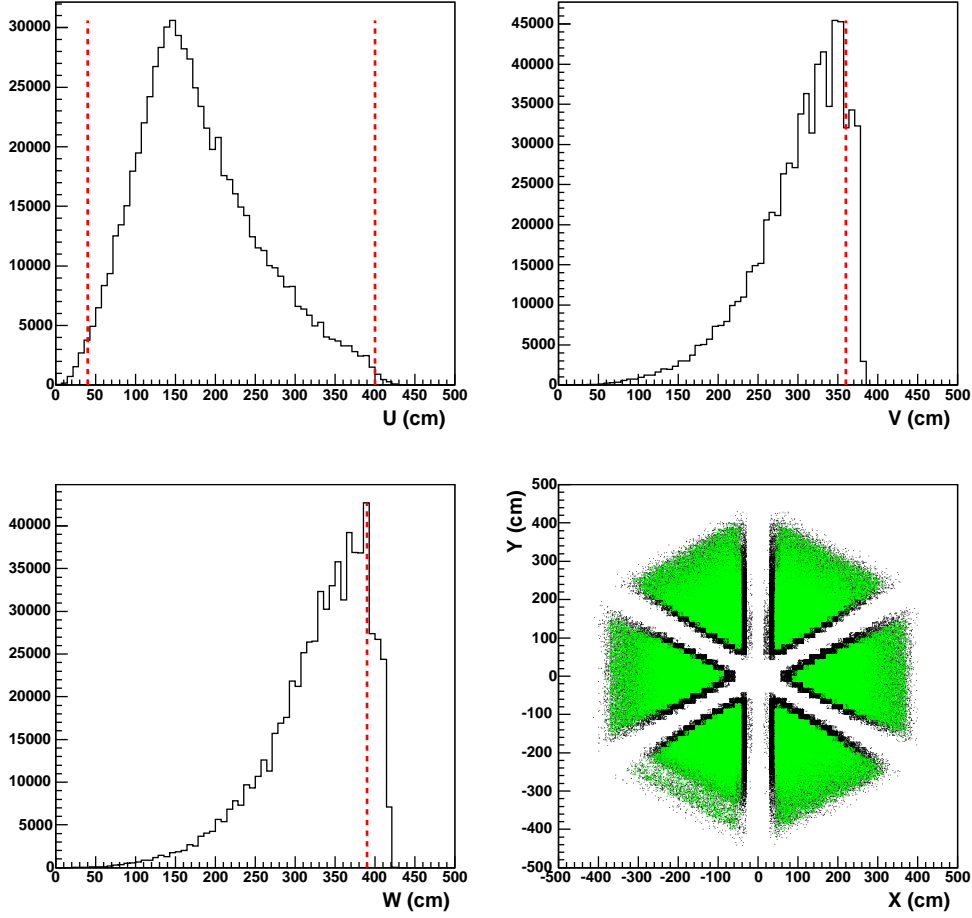


FIG. 1.2 – Distributions U , V et W des particules ‘ $id=11$ ’ et coupures fiducielles appliquées (pointillés rouges). En bas à droite, distribution Y en fonction de X de ces mêmes particules avant (points noirs) et après (points verts) les coupures fiducielles des calorimètres.

• Coupures fiducielles pour les compteurs Čerenkov (CC) :

Les coupures fiducielles définies pour les compteurs Čerenkov ont pour but d’exclure les zones présentant une faible efficacité de détection, soit une faible efficacité de collection de la lumière Čerenkov. Ces zones correspondent aux parties des compteurs Čerenkov qui sont situées en bordure de chaque secteur.

Ces coupures s’appliquent sur θ et $\phi(\theta)$ (θ et ϕ étant respectivement les angles polaire et azimuthal) en fonction de l’impulsion p . En effet, elles dépendent de p à cause de la déflexion azimuthale subie par les particules chargées dans le champ magnétique du solénoïde et dont la variation dépend de p .

Nous définissons les variables $\theta_{cut}(p)$, $\phi_0(p)$ et $\phi_{cut}(\theta, p)$ exprimées en degrés telles que :

$$\theta_{cut}(p) = 16,8 + \frac{0,93}{p - 0,52} \quad (1.1)$$

$$\phi_0(p) = 1,012 + \frac{6,632}{p} \quad (1.2)$$

$$\phi_{cut}(\theta, p) = 27 \times (\sin[\theta - \theta_{cut}(p)])^{0,195} \quad (1.3)$$

Les coupures appliquées sont alors : $\theta \geq \theta_{cut}(p)$ et $|\phi_{secteur} - \phi_0(p)| \leq \phi_{cut}(p, \theta)$, avec $\phi_{secteur}$ l'angle azimuthal rapporté au secteur ($0^\circ \leq \phi_{secteur} \leq 60^\circ$).

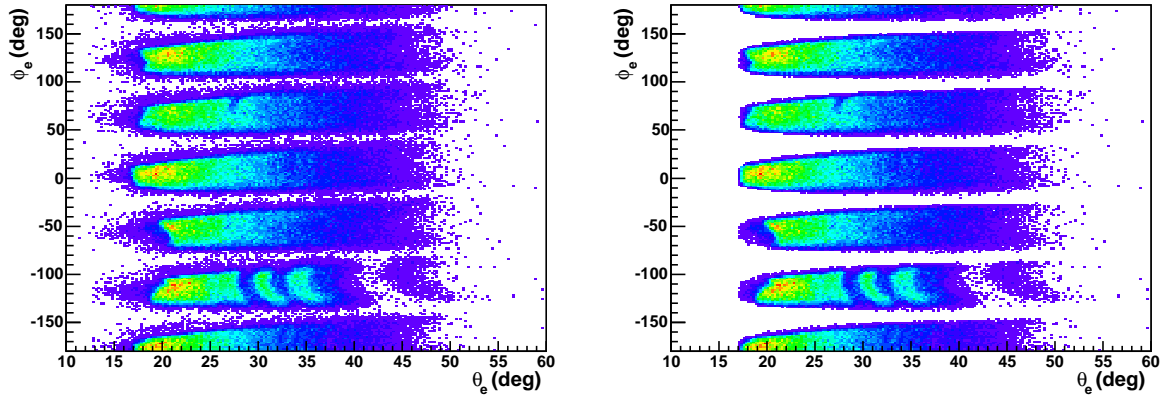


FIG. 1.3 – Distribution ϕ en fonction de θ des particules ‘ $id=11$ ’ avant (à gauche) et après (à droite) les coupures fiducielles des compteurs Čerenkov.

La figure 1.3 représente la distribution ϕ en fonction de θ des particules ‘ $id=11$ ’ avant (à gauche) et après (à droite) les coupures fiducielles des compteurs Čerenkov. On observe le décalage azimuthal dû au champ magnétique du solénoïde. Par ailleurs, cette figure met en évidence une inefficacité de détection à petit θ dans les secteurs 5 et 6 (ϕ entre -150° et -30°).

- **Un seuil minimum pour E_{inner} :**

Etablir un seuil minimum pour l'énergie déposée par les particules ‘ $id=11$ ’ dans la partie *Inner* des calorimètres électromagnétiques de CLAS (EC pour *Electromagnetic Calorimeters*) permet d'éliminer des pions négatifs mal identifiés en électrons. Ces pions, étant au minimum d'ionisation, déposent une énergie constante par épaisseur de matériau scintillant traversé, cette énergie étant ici égale à environ 2 MeV/cm. Les parties *Inner* et *Outer* des calorimètres électromagnétiques EC présentent respectivement des épaisseurs actives (épaisseur totale de l'ensemble des couches de scintillateurs plastiques de la partie

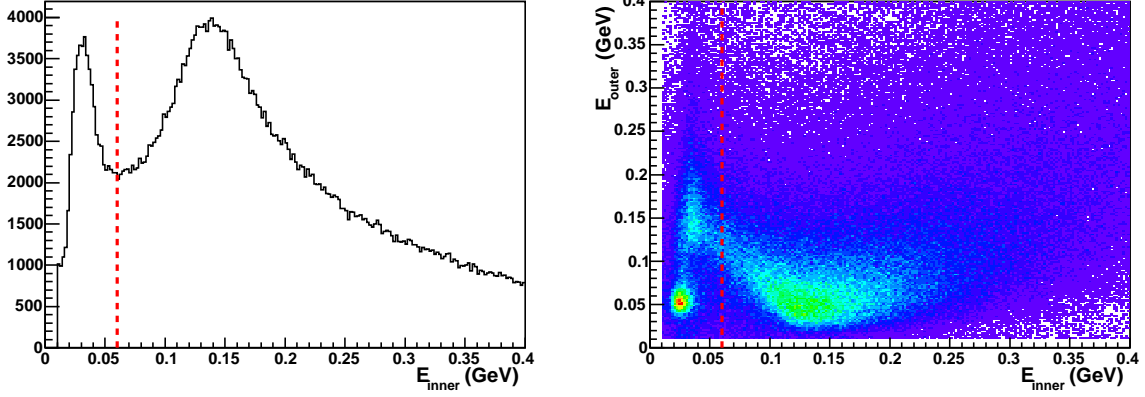


FIG. 1.4 – Distribution E_{inner} (à gauche) et distribution E_{outer} en fonction de E_{inner} (à droite). La coupure appliquée est illustrée en pointillés rouges.

considérée) d'environ 15 cm et 24 cm, correspondant respectivement à des pertes d'énergie d'environ 30 MeV et 48 MeV.

La figure 1.4 représente (à gauche) la distribution E_{inner} , soit l'énergie déposée par les particules ' $id=11$ ' dans la partie *Inner*, et (à droite) la distribution E_{outer} en fonction de E_{inner} , E_{outer} étant l'énergie déposée par les mêmes particules dans la partie *Outer*. Le pic que l'observe à $E_{inner} \approx 30$ MeV et $E_{outer} \approx 50$ MeV résulte des pions négatifs (mal) identifiés en électrons. Nous appliquons la coupure $E_{inner} > 60$ MeV de manière à éliminer ces pions.

- **Coupure sur E_{tot}/p en fonction de l'impulsion p :**

Afin d'affiner l'identification des électrons en éliminant d'avantage de pions mal identifiés, nous appliquons une coupure sur l'énergie totale déposée dans les calorimètres électromagnétiques EC, en considérant le fait que dans le cas d'un électron, cette énergie est proportionnelle à l'impulsion.

Ceci est illustré par la figure 1.5 montrant (à gauche) la distribution E_{tot} (énergie totale déposée) en fonction de l'impulsion p des particules ' $id=11$ '. On remarque que le coefficient de proportionnalité entre p , déterminé par les chambres à dérive, et E_{tot} n'est pas 1 mais de l'ordre de 0,25. Les calorimètres électromagnétiques EC ne mesurent qu'environ un quart de l'énergie récoltée par les particules (correspondant à la fraction d'énergie déposée dans les parties actives des calorimètres électromagnétiques, c.-à-d. les couches de scintillateurs plastiques), le reste étant perdu dans les couches de plomb.

La figure 1.5 montre (à droite) la distribution E_{tot}/p en fonction de p des particules ' $id=11$ '. C'est sur cette quantité que nous appliquons une coupure. En ajustant la moyenne μ et la largeur σ de la distribution E_{tot}/p obtenues pour différentes impulsions p , on calcule

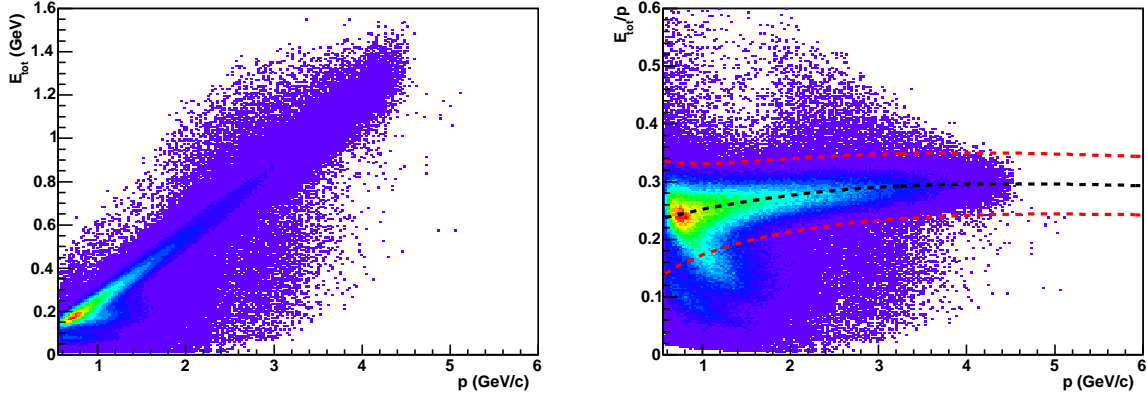


FIG. 1.5 – Distribution E_{tot} en fonction de p (à gauche) et distribution E_{tot}/p en fonction de p (à droite) des particules ‘ $id=11$ ’.

les fonctions $\mu(p)$ et $\sigma(p)$ qui se présentent telles que :

$$\mu(p) = 0,214 + 0,0454 p - 0,007987 p^2 + 0,000435934 p^3 \quad (1.4)$$

$$\sigma(p) = \sqrt{(0,01705)^2 + \left(\frac{0,02668}{\sqrt{p}}\right)^2} \quad (1.5)$$

On peut alors imposer, à partir de ces fonctions, la coupure $|E_{tot}/p - \mu(p)| < 2,5 \sigma(p)$.

A noter que dans le cas où un photon de radiation est émis dans la même direction que l’électron, on se retrouve avec deux points d’impact très proches, que ce soit dans la partie *Inner* ou *Outer*. Il se peut alors que le programme de réduction des données associe la valeur E_{tot} du photon au couple (E_{inner}, E_{outer}) de l’électron ou vice-versa. Considérant le fait que l’électron doit déposer plus d’énergie que le photon de radiation, il est nécessaire, afin d’obtenir la valeur correcte E_{tot} de l’électron, de prendre le maximum entre E_{tot} et $E_{inner} + E_{outer}$: $E_{tot}^{vraie} = \max(E_{tot}, E_{inner} + E_{outer})$.

- **Un seuil minimum pour l’impulsion p :**

Le seuil minimum pour l’impulsion de l’électron a été fixé à 800 MeV/c. Il est justifié par le fait qu’à faible impulsion, l’identification des électrons par les compteurs Čerenkov (la séparation électron/pion) n’est pas efficace. Par ailleurs, plus l’impulsion de l’électron est faible, plus les corrections radiatives sont importantes.

La figure 1.6 montre (à gauche) la distribution en impulsion p des particules ‘ $id=11$ ’, accompagnée de la coupure appliquée (en pointillés rouges).

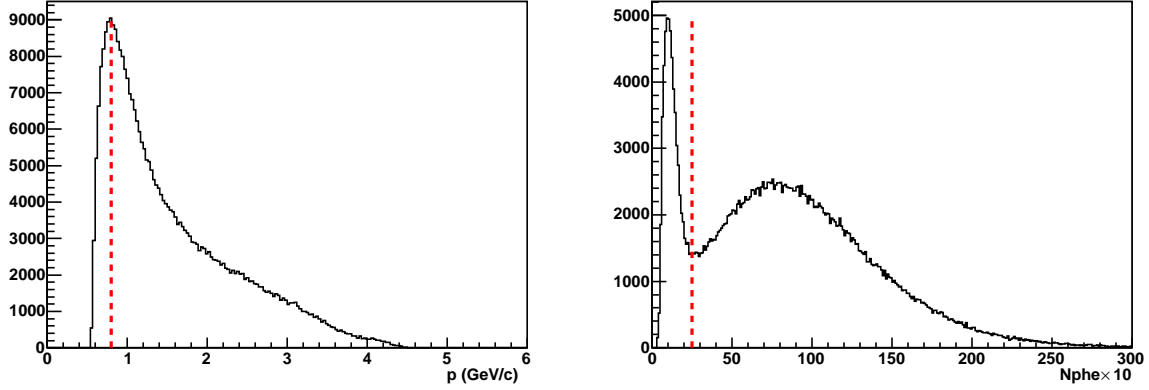


FIG. 1.6 – Distribution en impulsion p (à gauche) et distribution $N_{phe} \times 10$ (à droite) des particules ‘ $id=11$ ’. Les coupures appliquées sont représentées en pointillés rouges. Ces distributions ont été obtenues après application de toutes les autres coupures citées précédemment.

• Coupure sur le nombre de photo-électrons N_{phe} produits dans les compteurs Čerenkov :

Cette coupure est nécessaire pour discriminer les pions des électrons, c.-à-d. éliminer les pions négatifs (mal) identifiés en électrons (‘ $id=11$ ’). La figure 1.6 montre (à droite) la distribution $N_{phe} \times 10$ des particules ‘ $id=11$ ’. La coupure, définie par $N_{phe} \times 10 > 25$, y est représentée en pointillés rouges.

Le signal typique des électrons dans les compteurs Čerenkov s’assimile à une distribution de Poisson centrée autour de 8-9 photo-électrons (soit $N_{phe} \times 10 \approx 80-90$). On observe qu’un important pic centré autour de 1 photo-électron s’ajoute à ce signal. Les pions sont censés produire un signal dans les compteurs Čerenkov seulement au-dessus de 2,5 GeV/c, ce signal s’assimilant également à une distribution de Poisson mais cette fois-ci centrée autour de 5 photo-électrons. Par conséquent, le pic centré autour de 1 photo-électron que l’on observe n’est pas produit par les pions, ou du moins pas de façon directe. En fait, les pions peuvent générer par diffusion sur les électrons du cortège électronique du gaz Čerenkov ce que l’on appelle des δ -électrons. Ce sont ces derniers, de faible énergie, qui produisent le pic centré autour de 1 photo-électron. En éliminant ce dernier, la coupure $N_{phe} \times 10 > 25$ permet alors de rejeter les pions qui sont la cause indirecte du pic.

1.2.2 Identification du proton de recul

En ne considérant que les événements présentant un bon électron diffusé, c.-à-d. satisfaisant tous les critères détaillés précédemment, on identifie parmi les autres traces présentes dans l’événement les bons protons grâce aux critères suivants.

Tout d’abord, précisons que pour l’identification du proton de recul, nous n’utilisons pas le numéro d’identification attribué aux particules par le programme de réduction des

données.

- **Condition sur la charge :**

La condition de base est de présenter la charge ' $q = +1$ '.

- **Coupure ' $status > 0$ ' (*Time-Based Tracking*) :**

Comme pour l'identification de l'électron, la coupure ' $status > 0$ ' est appliquée afin de ne garder que les traces ayant passé le *Time-Based Tracking*, ce qui contribue ainsi à éliminer les traces fortuites.

- **Coupure sur Z_{vertex} :**

Etant donné que l'on examine uniquement les événements comportant un bon électron, ceux pour lesquels la position reconstruite du vertex le long de l'axe z se situe au niveau des fenêtres d'isolation de la cible ont été rejetés lors de l'identification de l'électron. Pour cette raison, nous n'observons pas de pic correspondant à ces fenêtres sur la distribution Z_{vertex} du proton représentée sur la figure 1.7. On se contente alors de couper les queues de la distribution largement au-delà des dimensions de la cible : $-71 \text{ cm} < Z_{vertex} < -62 \text{ cm}$, en rappelant que la cible, de longueur 2,5 cm, est centrée autour de $z = -66,3 \text{ cm}$.

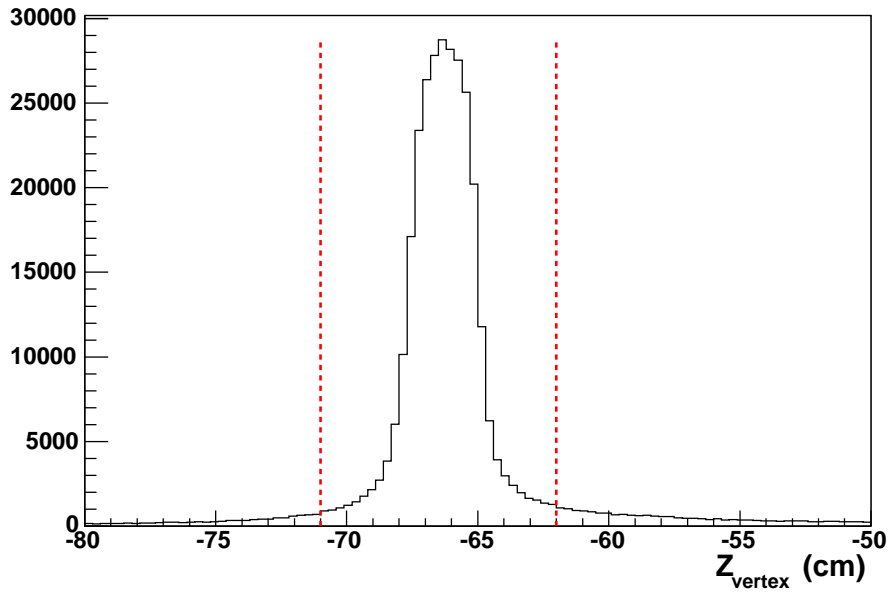


FIG. 1.7 – Distribution Z_{vertex} des particules satisfaisant les conditions ' $status > 0$ ' et ' $q = +1$ '. Les coupures sont représentées en pointillés rouges.

- **Coupure sur $|\Delta\beta|$:**

Parmi les particules satisfaisant les trois critères précédents, il est possible d'identifier les protons grâce au temps de vol, mesuré à l'aide des scintillateurs, à l'impulsion et à la distance parcourue, déterminées à l'aide des chambres à dérive.

On peut, à partir de ces dernières quantités, estimer la grandeur $\beta = \frac{v}{c}$ d'une particule de deux façons différentes :

- une valeur mesurée, β_{mes} , à partir de la distance parcourue l et du temps de vol t :

$$\beta_{mes} = \frac{l}{ct},$$
- une valeur calculée, $\beta_{calc}(m)$, pour une masse donnée m , à partir de l'impulsion p :

$$\beta_{calc}(m) = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}}.$$

La comparaison des valeurs mesurée, β_{mes} , et calculée (pour une masse donnée m), $\beta_{calc}(m)$, permet d'identifier les particules de masse m . La figure 1.8 représente la quantité $\Delta\beta(m) = \beta_{mes} - \beta_{calc}(m)$ en fonction de p pour $m = m_{proton}$. Les protons se présentent alors autour de $\Delta\beta(m_{proton}) = 0$. Au-delà, on peut également observer les pions positifs. Afin de sélectionner les protons, une coupure à environ 5σ (illustrée sur la figure en pointillés rouges) est appliquée : $|\Delta\beta(m_{proton})| < 0,05$.

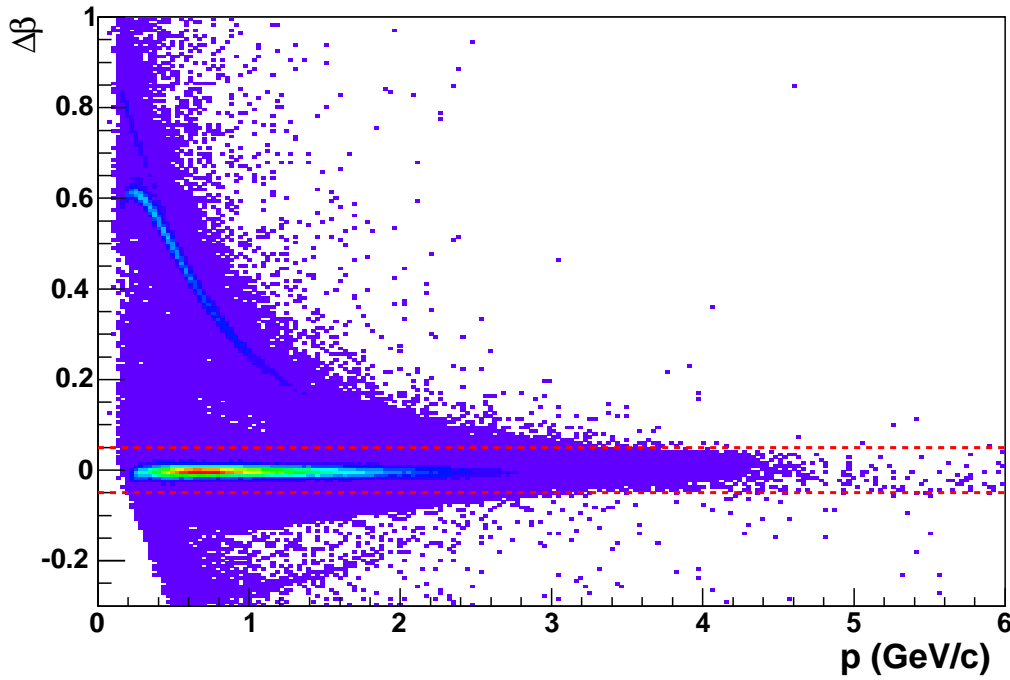


FIG. 1.8 – Distribution $\Delta\beta(m_{proton}) = \beta_{mes} - \beta_{calc}(m_{proton})$ en fonction de l'impulsion p des particules passées au travers des trois coupures précédentes. La coupure $|\Delta\beta(m_{proton})| < 0,05$, représentée en pointillés rouges, se charge de sélectionner les protons.

• Coupures fiducielles :

Comme pour l'électron, des coupures fiducielles s'appliquant sur θ et $\phi(\theta)$ ont été mises au point. Elles sont définies telles que : $\theta > 16,8^\circ$ et $|\phi_{secteur} - \phi_0(\theta, p)| < 27^\circ$, avec :

$$\phi_0(\theta, p) = -1,4 - \frac{10,5}{p} + \frac{\sin(\theta)}{0,66} \quad (1.6)$$

La figure 1.9 montre la distribution ϕ en fonction de θ des protons avant (à gauche) et après (à droite) les coupures fiducielles.

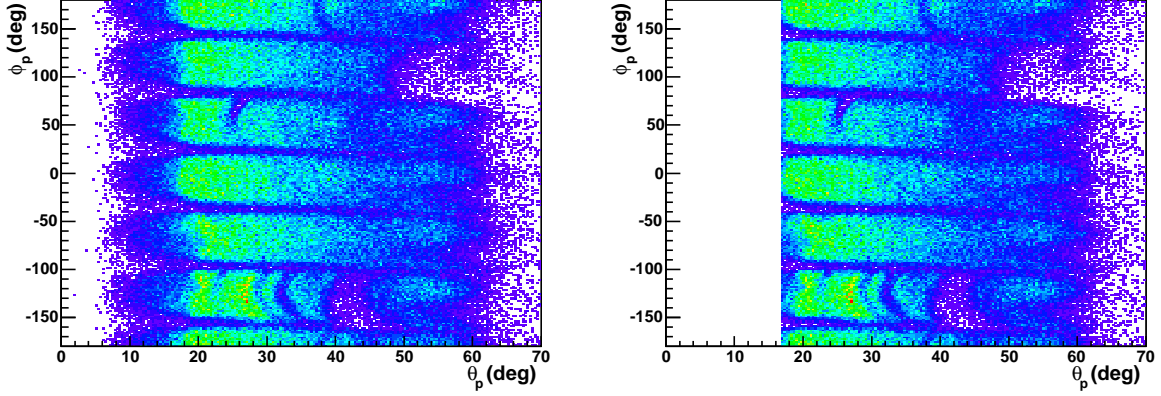


FIG. 1.9 – Distribution ϕ en fonction de θ des protons avant (à gauche) et après (à droite) les coupures fiducielles.

On observe que pour les protons le décalage en ϕ , induit par le champ magnétique du solénoïde, est inversé par rapport à celui observé pour les électrons.

1.2.3 Identification du photon émis

La détection des photons s'effectue à l'aide des calorimètres électromagnétiques, IC et EC. Nous avons imposé un seuil minimum unique de 150 MeV pour l'énergie déposée par les photons, qu'ils soient détectés par les calorimètres EC ou par le calorimètre interne IC.

- **Photon détecté dans le calorimètre interne (IC) :**

Dans le cas du calorimètre électromagnétique interne (IC), nous considérons que toutes les gerbes reconstruites ont été induites par des photons. En fait, il est impossible de distinguer un photon d'un électron (pouvant être issu de la diffusion Møller ou de la diffusion ep) à partir de sa seule détection dans le calorimètre.

Mais n'oublions pas qu'il faut qu'un électron soit détecté dans les calorimètres EC pour déclencher l'acquisition de l'événement, ce qui rend extrêmement improbable qu'il y ait un (second) électron détecté dans le calorimètre IC. Les coupures que nous avons appliquées afin de sélectionner les événements $ep \rightarrow ep\gamma$ et qui seront décrites dans la section 1.4 se chargent d'éliminer les configurations comportant deux électrons. Par ailleurs, des coupures fiducielles ont été mises au point [42] afin de rejeter les événements pour lesquels le point d'impact est trop proche des bords du calorimètre et par conséquent ne permettant pas de reconstruire entièrement l'énergie du photon.

• **Photon détecté dans les calorimètres de CLAS (EC) :**

Parmi les particules détectées par les calorimètres électromagnétiques de CLAS (EC), afin d'identifier les photons, nous commençons par sélectionner celles présentant une charge nulle. Nous leur appliquons ensuite les mêmes coupures fiducielles que celles imposées pour l'identification des électrons, en fonction des coordonnées locales U , V et W , afin de couper les zones inefficaces des bords des calorimètres : $U > 40$ cm, $U < 400$ cm, $V < 360$ cm et $W < 390$ cm.

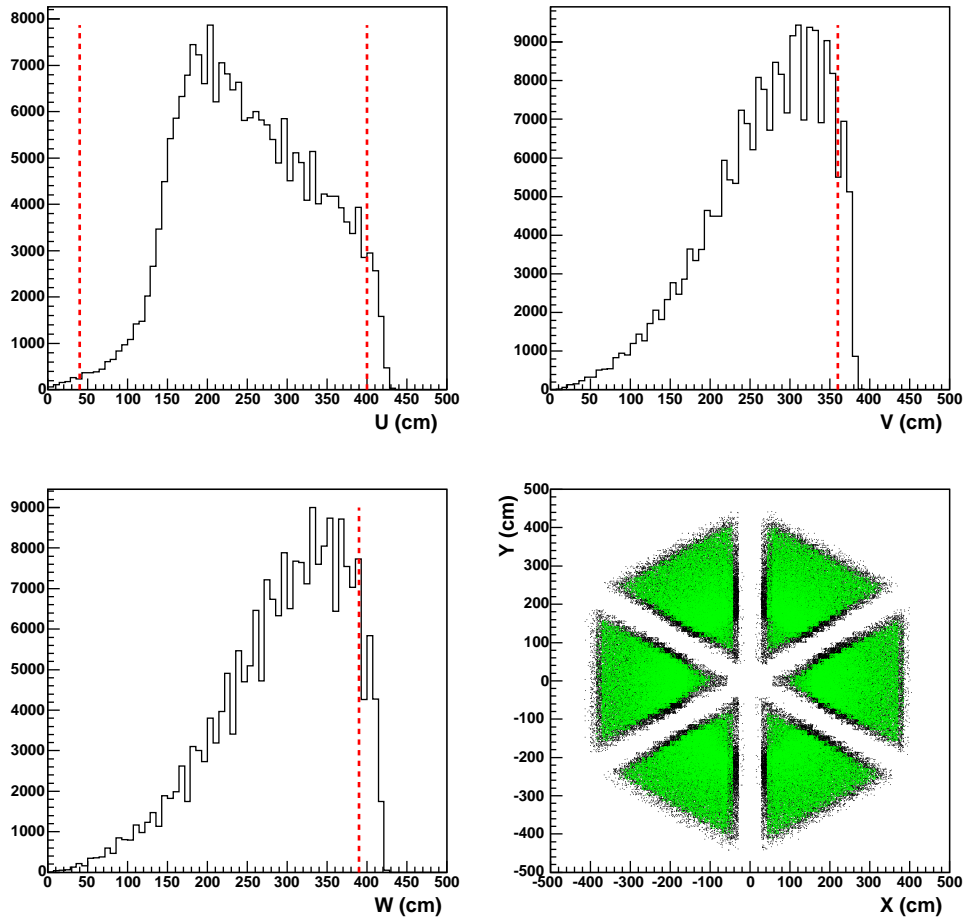


FIG. 1.10 – Distributions U , V et W des particules neutres et coupures fiducielles appliquées (pointillés rouges). En bas à droite, distribution Y en fonction de X de ces mêmes particules avant (points noirs) et après (points verts) les coupures fiducielles.

La figure 1.10 montre les distributions U , V et W des particules neutres et les coupures fiducielles appliquées (représentées en pointillés rouges). En bas à droite de la figure, est représentée la distribution Y en fonction de X (coordonnées globales) de ces mêmes particules avant (points noirs) et après (points verts) les coupures fiducielles.

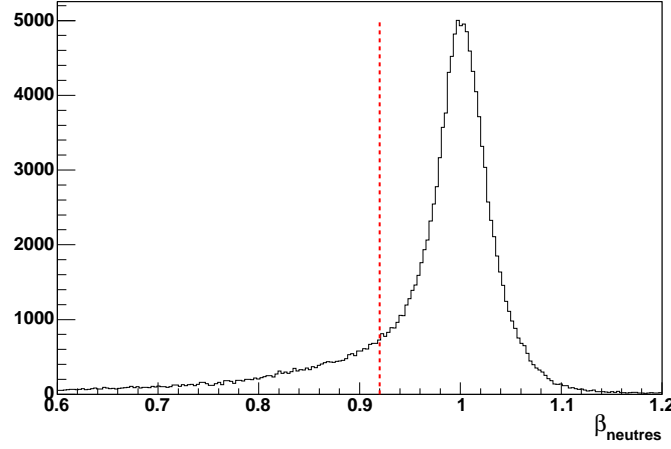


FIG. 1.11 – Distribution β des particules neutres détectées dans les calorimètres de CLAS. La coupure appliquée pour identifier les photons est illustrée en pointillés rouges.

Enfin, une coupure sur la quantité $\beta = \frac{l}{ct_{EC}}$ (avec t_{EC} le temps aux calorimètres et l la distance entre la cible et le point d'impact sur les calorimètres) se charge de la séparation photons/neutrons. L'identification grossière des particules effectuée par le programme de réduction des données utilise la coupure très restrictive $\beta > 0,95$ afin de distinguer les photons des neutrons. Mais nous disposons à l'issue de l'étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques, comme décrit dans le chapitre 2, d'une relativement bonne résolution en temps. Cela nous permet d'ignorer l'identification faite par le programme de réduction des données et d'adopter une coupure plus large, $\beta > 0,92$, ce qui augmente l'efficacité d'identification des photons. Cette coupure est illustrée (en pointillés rouges) par la figure 1.11 représentant la distribution β des particules neutres détectées dans les calorimètres.

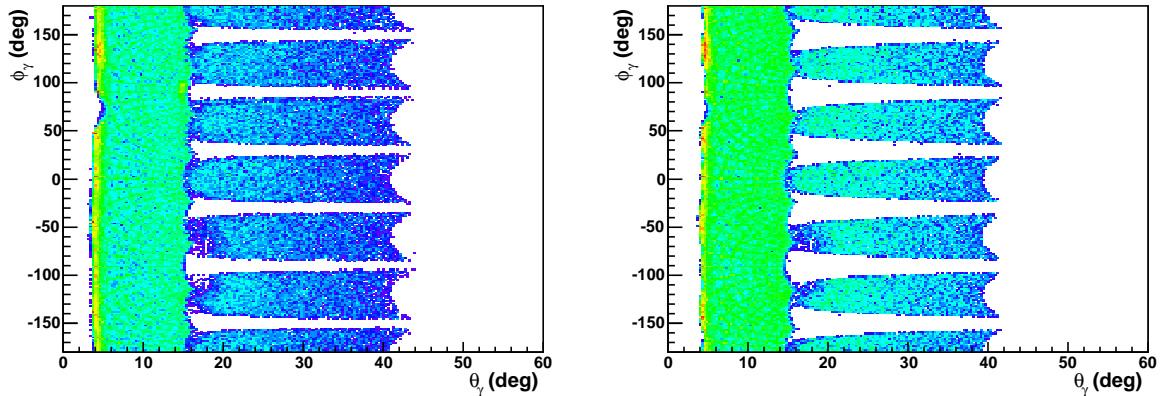


FIG. 1.12 – Distribution ϕ en fonction de θ des photons avant (à gauche) et après (à droite) les coupures fiducielles.

La figure 1.12 montre la distribution ϕ en fonction de θ des photons avant (à gauche) et après (à droite) les différentes coupures fiducielles. On peut observer vers $\theta \approx 16\text{-}17^\circ$ la transition entre le domaine couvert par le calorimètre interne (IC) et celui couvert par les calorimètres de CLAS (EC).

1.3 Corrections en impulsion

- Particules chargées :

Il est nécessaire d'appliquer des corrections aux impulsions et angles des particules chargées à cause du décalage azimuthal induit par la présence du champ magnétique du solénoïde, qui n'est pas pris en compte de façon suffisamment précise dans le code de reconstruction.

Nous citons ici les résultats d'études [44] effectuées à l'aide de la simulation concernant la reconstruction de l'impulsion et des angles des particules chargées dans le champ magnétique du solénoïde associé à celui des bobines de CLAS. Les corrections suivantes ont été établies en comparant les cinématiques générées et reconstruites.

Les corrections pour l'électron sont telles que :

$$\theta \text{ (rad)} \rightarrow \theta + \frac{0,0005 + 0,0011 \theta}{p^{1,8\theta}} - 0,0005 \quad (1.7)$$

$$\phi \text{ (rad)} \rightarrow \phi - \frac{0,003 \sqrt{\theta}}{p} - 0,0001 + 0,0003 \theta \quad (1.8)$$

Estimées négligeables, ces corrections n'ont cependant pas été appliquées.

Celles pour le proton se présentent telles que :

$$p \text{ (GeV/c)} \rightarrow p + \frac{0,00153}{p^2} + 0,002 \quad (1.9)$$

$$\theta \text{ (rad)} \rightarrow \theta + \frac{0,0005 + 0,0011 \theta}{p^{1,8\theta}} - 0,0008 + \frac{0,000073 - 0,00014 \theta}{p^5} \quad (1.10)$$

$$\phi \text{ (rad)} \rightarrow \phi + \frac{0,0011 \sqrt{\theta}}{p^{2,5}} - 0,00022 + 0,00169 \theta \quad (1.11)$$

- Photons :

Les corrections concernant le calorimètre interne (IC) sont décrites dans [42] et [45].

Les calorimètres électromagnétiques EC ne permettent pas de reconstruire avec précision l'énergie des photons. Une procédure de correction a été établie à partir des données [46]. Comme indiqué précédemment, seulement environ un quart de l'énergie déposée

par une particule dans les calorimètres de CLAS est reconstruit. L'énergie totale de la particule correspond alors à $E = E_{\text{mesurée}}/0,273$.

En sélectionnant des événements comportant deux photons détectés et en calculant la masse invariante de ces deux photons de la manière suivante :

$$m_{\pi^0 \text{mesurée}} = 2\sqrt{E_1}\sqrt{E_2} \sin \frac{\theta_{\gamma\gamma}}{2} \quad (1.12)$$

où $\theta_{\gamma\gamma}$ représente l'angle entre les deux photons, la correction à appliquer à l'énergie des photons est déterminée en prenant comme critère la correspondance entre cette masse invariante et la véritable masse du π^0 :

$$m_{\pi^0} = 2\sqrt{\frac{E_1}{\text{corr}(E_1)}}\sqrt{\frac{E_2}{\text{corr}(E_2)}} \sin \frac{\theta_{\gamma\gamma}}{2} = 0,135 \text{ GeV} \quad (1.13)$$

On a alors :

$$\frac{m_{\pi^0 \text{mesurée}}}{m_{\pi^0}} = \sqrt{\text{corr}(E_1)\text{corr}(E_2)} \quad (1.14)$$

La correction est alors calculée pour différentes valeurs de l'énergie E et l'ajustement donne :

$$\text{corr}(E) = 1,01034 - \frac{0,0272506}{E} - \frac{0.00147336}{E^2} \quad (1.15)$$

1.4 Sélection du canal $ep \rightarrow ep\gamma$

L'identification et la sélection des trois particules de l'état final étant effectuées, nous disposons d'un échantillon d'événements présentant tous au moins un bon électron, au moins un bon proton, et au moins un bon photon. Nous avons choisi de ne pas imposer de coupure sur le nombre d'électrons ou le nombre de protons, ni même sur le nombre de photons afin d'éviter de perdre de bons événements $ep \rightarrow ep\gamma$ comportant une ou plusieurs particules fortuites.

Dans le cas de l'extraction d'une asymétrie, on peut nettoyer le plus possible avec des coupures très restrictives car on calcule un rapport de nombres d'événements, mais pour l'extraction d'une section efficace absolue, il est essentiel de préserver tous les bons événements dans la mesure du possible.

A partir de cet échantillon d'événements, nous imposons tout d'abord la coupure $W > 2 \text{ GeV}$ afin de nous placer au-delà de la région des résonances.

Puis, un certain nombre de coupures sont appliquées afin de sélectionner correctement les événements $ep \rightarrow ep\gamma$ et ainsi assurer l'exclusivité de la réaction étudiée.

D'une part, en considérant la configuration $ep \rightarrow ep\gamma X$, nous appliquons des coupures sur l'impulsion transverse de la particule manquante X , $\sqrt{P_{Xx}^2 + P_{Xy}^2}$, et sur la masse manquante au carré du système (e, p, γ) , $MM_{ep\gamma}^2$.

D'autre part, en considérant la configuration $ep \rightarrow epX'$, nous appliquons également des coupures sur la masse manquante au carré du système (e, p) , MM_{ep}^2 , et sur l'angle entre la direction du photon détecté et celle du photon calculé, $\theta_{\gamma X'}$.

Finalement, nous imposons une coupure de coplanéité sur l'angle entre les plans (γ^*, p) et (γ, p) , les trois particules γ^* , γ et p devant appartenir au même plan, le plan hadronique, pour satisfaire l'exclusivité de la réaction.

Voici la liste des coupures de sélection appliquées :

- $W > 2 \text{ GeV}$,
- $\sqrt{P_{Xx}^2 + P_{Xy}^2} < 0,15 \text{ GeV}/c$,
- $|MM_{ep\gamma}^2| < 0,1 \text{ GeV}^2/c^4$,
- $|\Delta\Phi| < 2^\circ$,
- $|MM_{ep}^2| < 0,3 \text{ GeV}^2/c^4$,
- $\theta_{\gamma X'} < 1,5^\circ$.

Les effets de ces coupures sont illustrées sur la figure 1.13. Pour chacune des distributions représentées, la courbe noire correspond à la distribution avant les coupures et la courbe rouge celle résultant des coupures appliquées sur toutes les autres variables. Les coupures sont représentées par les traits bleus. En plus des variables sur lesquelles nous imposons des coupures, la figure montre également, en bas, les distributions de l'énergie manquante du système (e, p, γ) , en GeV, et de la masse manquante au carré du système (e, γ) , en GeV^2/c^4 , sur lesquelles nous n'appliquons pas de coupure.

Malgré l'application de toutes ces coupures, il reste à éliminer du bruit de fond provenant du canal $ep \rightarrow ep\pi^0 \rightarrow ep\gamma\gamma$. Sur la distribution de masse manquante au carré du système (e, p) , MM_{ep}^2 , on observe les pics correspondant aux particules η et ω . Le pic du π^0 se confond avec le pic du photon. Lorsque l'un des deux photons de décroissance du π^0 ne se trouve pas détecté et qu'il passe toutes les coupures précédemment citées, un événement $ep \rightarrow ep\pi^0 \rightarrow ep\gamma(\gamma)$ est alors identifié en tant qu'événement $ep \rightarrow ep\gamma$. Il sera donc nécessaire d'estimer la contamination représentée par ces π^0 afin de la soustraire.

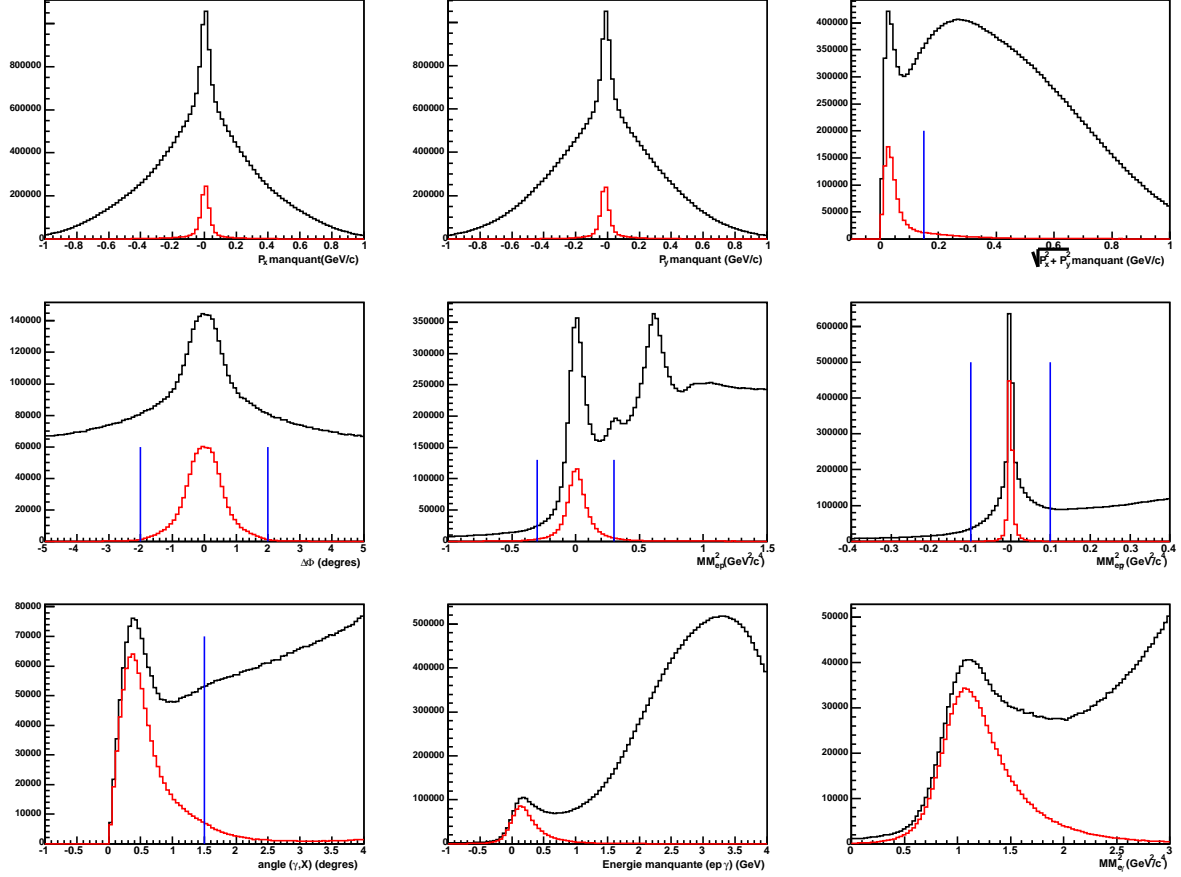


FIG. 1.13 – Effets des coupures de sélection $ep \rightarrow ep\gamma$. Rangée du haut : à droite, distribution de l'impulsion transverse de la particule manquante X dans la configuration $ep \rightarrow ep\gamma X$ (à gauche, selon l'axe x , et au milieu, selon l'axe y), en GeV/c. Rangée du milieu : à gauche, l'angle entre les plans (γ^*, p) et (γ, p) , en degrés ; au milieu, la masse manquante au carré du système (e, p) , en GeV^2/c^4 ; à droite, la masse manquante au carré du système (e, p, γ) , en GeV^2/c^4 . Rangée du bas : à gauche, l'angle entre la direction du photon détecté et celle du photon calculé dans la configuration $ep \rightarrow epX$; au milieu, l'énergie manquante du système (e, p, γ) , en GeV ; à droite, la masse manquante au carré du système (e, γ) , en GeV^2/c^4 . Dans chaque cas, en noir, la distribution avant les coupures, et en rouge, la distribution après les coupures sur toutes les autres variables. Les coupures sont illustrées par les traits bleus.

Chapitre 2

Extraction de la section efficace

$$ep \rightarrow ep\gamma$$

Ce chapitre présente le travail accompli pour réaliser l'extraction de la section efficace $ep \rightarrow ep\gamma$ (DVCS/BH). Pour commencer, nous rappelons la cinématique de la réaction DVCS, et nous décrivons le domaine cinématique couvert par nos données. La méthode de normalisation de la section efficace est ensuite présentée et nous consacrons une section à chacun des différents facteurs intervenant dans la normalisation. Nous décrivons également la soustraction du bruit de fond provenant du canal $ep \rightarrow ep\pi^0 \rightarrow ep\gamma\gamma$, nécessaire à la détermination du nombre d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$.

2.1 Cinématique de la réaction DVCS

La réaction qui nous intéresse présente 3 particules dans l'état final auxquelles correspondent 3 quadrivecteurs, ce qui nous donne 12 variables au total. L'angle azimuthal de l'électron diffusé n'ayant pas d'influence sur la physique, il ne reste que 11 variables à considérer. Par ailleurs, les 4 lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion réduisent le nombre de variables à 7. Et finalement, la connaissance des masses des 3 particules diminue ce nombre à 4 variables indépendantes.

Pour décrire la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$, nous choisissons les variables Q^2 , x_B , $-t$ et Φ introduites dans la partie I.

2.2 Domaine cinématique couvert et choix du *binning*

L'identification des particules ayant été effectuée et les coupures de sélection du canal $ep \rightarrow ep\gamma$ appliquées, nous nous retrouvons avec un échantillon de données présentant 870.836 événements.

La figure 2.1 représente les distributions Q^2 , x_B , $-t$ et Φ des données expérimentales

appartenant à cet échantillon, montrant la couverture cinématique pour chacune des 4 variables indépendantes.

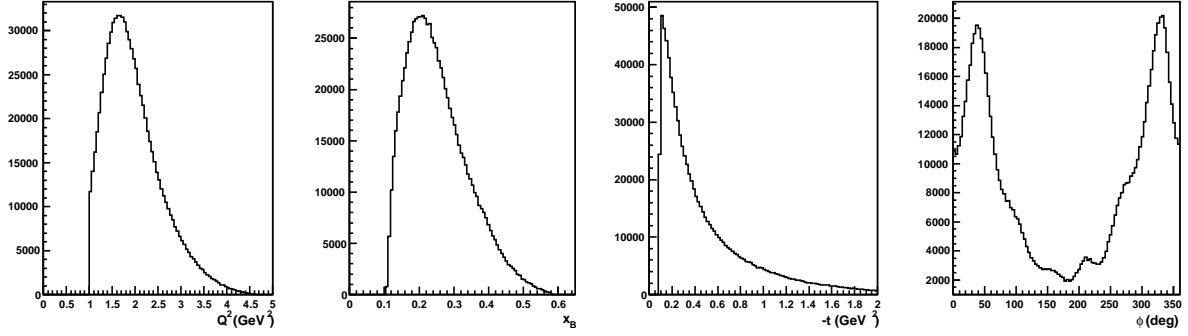


FIG. 2.1 – Distributions Q^2 , x_B , $-t$ et Φ des données expérimentales représentant les événements passés au travers de l'identification des particules et les coupures de sélection $ep \rightarrow ep\gamma$.

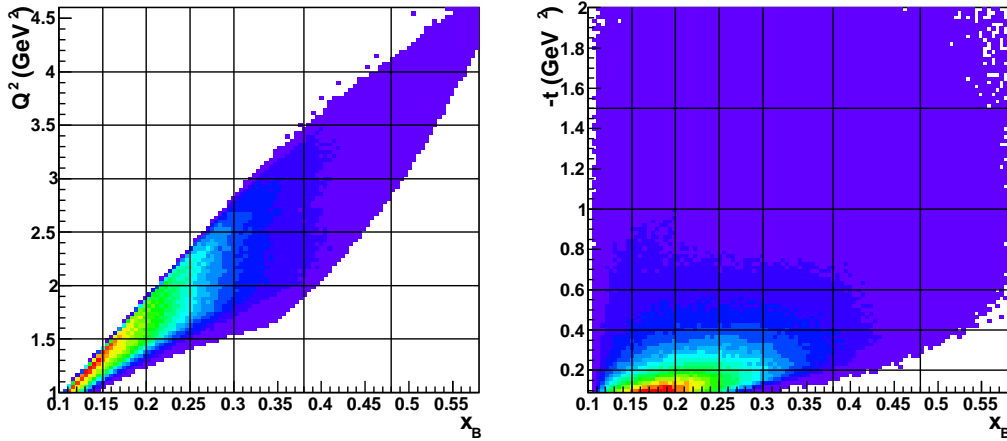


FIG. 2.2 – Distribution Q^2 en fonction de x_B (à gauche) et distribution $-t$ en fonction de x_B (à droite) des données expérimentales représentant les événements passés à travers l'identification des particules et les coupures de sélection $ep \rightarrow ep\gamma$. Les grilles représentent les différents *bins* en Q^2 , x_B et $-t$.

La figure 2.2, quant à elle, montre (à gauche) la distribution Q^2 en fonction de x_B et (à droite) la distribution $-t$ en fonction de x_B de ces mêmes données expérimentales. Considérant la couverture cinématique présentée par ces distributions et en particulier la statistique dont nous disposons, nous avons établi un *binning*, c.-à-d. un découpage de la couverture cinématique en intervalles (*bins*), que nous utilisons pour l'ensemble de cette analyse, la taille des différents *bins* étant uniquement dictée par la statistique disponible selon la cinématique.

Le *binning* que nous avons choisi se présente de la manière suivante :

- 7 *bins* en Q^2 (GeV²),
- 7 *bins* en x_B ,
- 6 *bins* en $-t$ (GeV²),
- 30 *bins* en Φ , de taille égale $\Delta\Phi = 12$ degrés

<i>Bins</i> en Q^2 (GeV²)	<i>Bins</i> en x_B	<i>Bins</i> en $-t$ (GeV²)
1 – 1,5	0,1 – 0,15	0,09 – 0,2
1,5 – 2	0,15 – 0,2	0,2 – 0,4
2 – 2,5	0,2 – 0,25	0,4 – 0,6
2,5 – 3	0,25 – 0,3	0,6 – 1
3 – 3,5	0,3 – 0,38	1 – 1,5
3,5 – 4	0,38 – 0,48	1,5 – 2
4 – 4,6	0,48 – 0,58	

TAB. 2.1 – *Binning* choisi pour les variables Q^2 , x_B et $-t$.

t , le carré du transfert d'impulsion entre le photon (final) réel et le photon (initial) virtuel possède une valeur minimale, nommée t_{min} , qui dépend de Q^2 et x_B . Le fait que t_{min} ne soit pas nul est dû à la masse non nulle du photon virtuel. t_{min} s'écrit en fonction de Q^2 et x_B (avec M_p la masse du proton) :

$$t_{min} = \frac{Q^2(2(1-x_B)(1 - \sqrt{1 + \frac{4M_p x_B^2}{Q^2}}) + \frac{4M_p x_B^2}{Q^2})}{4x_B(1-x_B) + \frac{4M_p x_B^2}{Q^2}} \quad (2.1)$$

Afin de bien illustrer la dépendance en $-t$ (mise en évidence de t_{min}) de la couverture cinématique, la figure 2.3 représente la distribution Q^2 en fonction de x_B pour chacun des 6 *bins* en $-t$.

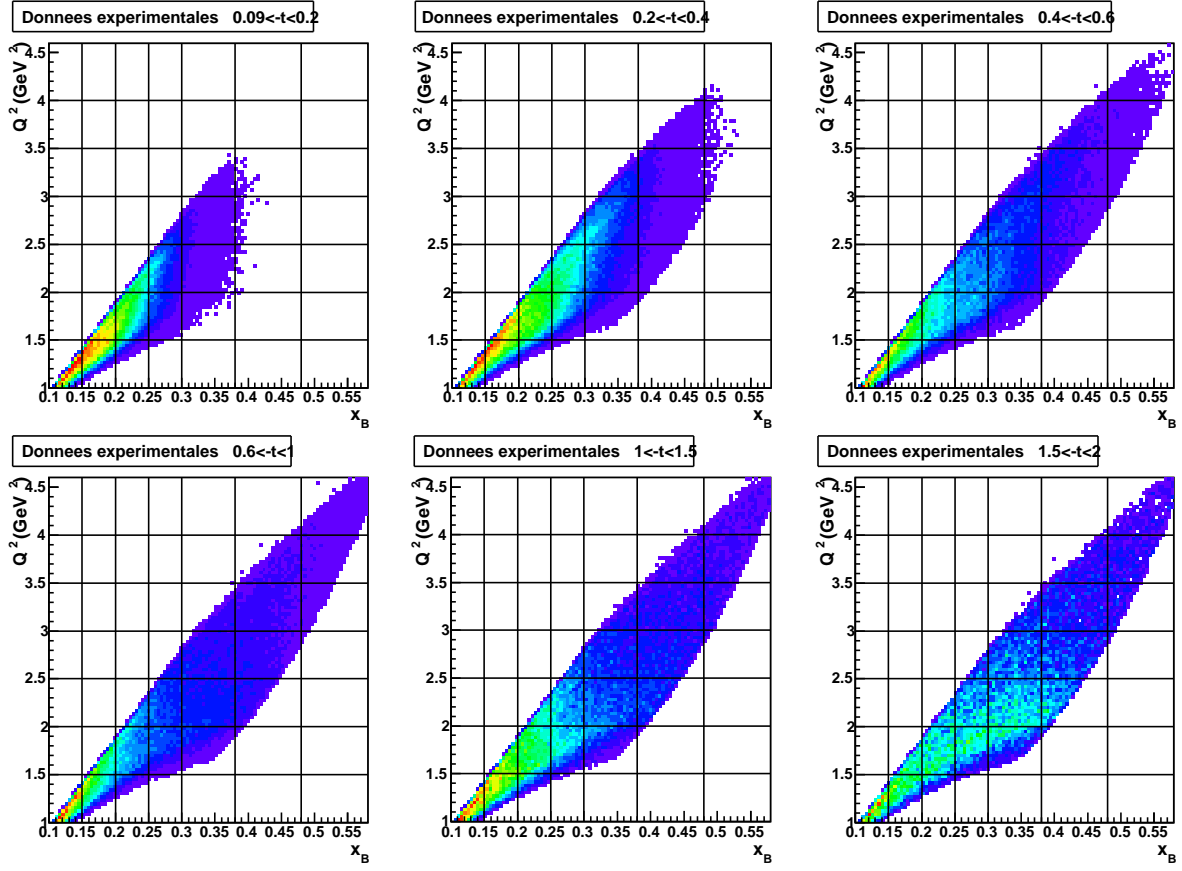


FIG. 2.3 – Distributions Q^2 en fonction de x_B des données expérimentales pour les 6 *bins* en $-t$

2.3 Section efficace différentielle $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ et méthode de normalisation

La section efficace différentielle, pour chaque *bin* quadridimensionnel $(Q^2, x_B, -t, \Phi)$, se présente sous la forme suivante :

$$\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi} = \frac{N_{ep \rightarrow ep\gamma}}{L_{int} Acc Eff_{EC} Eff_{CC} \Delta Q^2 \Delta x_B \Delta t \Delta \Phi F_{vol.corr.}} F_{rad} \quad (2.2)$$

où :

- $N_{ep \rightarrow ep\gamma}$ est le nombre d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$ obtenu après soustraction du bruit de fond provenant du canal $ep \rightarrow ep\pi^0 \rightarrow ep\gamma\gamma$,
- L_{int} est la luminosité intégrée,
- $Acc = \frac{N_{acceptés}}{N_{générés}}$ est l'acceptance quadridimensionnelle calculée à l'aide de simulations Monte Carlo, en utilisant la méthode “*bin par bin*”, pour chaque *bin* à 4 dimensions, de manière à être le moins dépendant possible du modèle du générateur d'événements,
- Eff_{EC} et Eff_{CC} sont respectivement les efficacités de détection des électrons des calorimètres électromagnétiques EC et des compteurs Čerenkov, et sont déterminées à partir des données expérimentales (et non pas de données simulées),
- $\Delta Q^2 \Delta x_B \Delta t \Delta \Phi$ représente l'hypervolume du *bin* quadridimensionnel $(Q^2, x_B, -t, \Phi)$,
- $F_{vol.corr.}$ est le facteur de correction d'hypervolume (correction de la taille du *bin* quadridimensionnel $\Delta Q^2 \Delta x_B \Delta t \Delta \Phi$),
- F_{rad} est le facteur représentant les corrections radiatives.

Les différents facteurs intervenant dans l'équation 2.2 peuvent être rangés en différentes catégories :

- les facteurs que nous déterminons de façon indépendante pour chaque *bin* quadridimensionnel $(Q^2, x_B, -t, \Phi)$: $N_{ep \rightarrow ep\gamma}$, $Acc = \frac{N_{acceptés}}{N_{générés}}$, $F_{vol.corr.}$,
- les facteurs déterminés de façon indépendante pour chaque *bin* bidimensionnel (Q^2, x_B) (indépendants de t et Φ) : Eff_{EC} et Eff_{CC} ,
- les facteurs déterminés de façon indépendante pour chaque *bin* en Q^2 (indépendants de x_B, t et Φ) : F_{rad} ,
- les facteurs globaux (ne dépendant d'aucune des 4 variables) : L_{int} .

2.4 Détermination de l'acceptance à l'aide de la simulation

Le nombre d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$, après identification des particules et application des coupures de sélection, dépend du dispositif de détection, soit le détecteur CLAS

complété du calorimètre électromagnétique interne (IC), et plus précisément de son acceptance (efficacité géométrique). Chaque zone non couverte (limitations de la couverture angulaire des détecteurs, zones mortes dues à la présence des bobines, etc...) par le détecteur contribue à réduire le nombre d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$ détectés par rapport au nombre d'événements véritablement produits. Il est donc nécessaire, pour remonter à ce dernier, de calculer l'acceptance et l'efficacité de détection afin de corriger le nombre d'événements mesuré.

Le calcul d'acceptance s'effectue à l'aide de la simulation Monte Carlo. Nous avons utilisé GSIM, le programme de simulation de la collaboration CLAS, déjà présenté dans le chapitre 2 de la partie III. Le principe consiste à générer un certain nombre d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$ à l'aide d'un générateur d'événements, de les simuler avec GSIM et de reconstruire ceux qui en émergent à l'aide du programme de réduction des données afin de pouvoir comparer les événements reconstruits aux événements générés. Connaissant le nombre d'événements générés, il est alors possible d'évaluer l'acceptance du dispositif de détection en calculant le rapport du nombre d'événements reconstruits sur le nombre d'événements générés.

Un point essentiel est qu'il est fortement souhaitable de calculer l'acceptance de façon indépendante pour chaque cinématique et non de façon intégrée sur tout le domaine cinématique couvert par notre échantillon de données expérimentales, ceci pour être indépendant du modèle utilisé par le générateur d'événements. Nous calculons donc l'acceptance “*bin par bin*”, soit de façon indépendante pour chaque *bin* quadridimensionnel (Q^2 , x_B , $-t$, Φ), en déterminant le rapport du nombre d'événements reconstruits à l'intérieur d'un *bin* sur le nombre d'événements générés à l'intérieur de ce même *bin*. Pour être le moins dépendant possible du modèle du générateur d'événements, il faudrait réduire la taille des *bins* au maximum mais ceci est bien sûr limité par le fait de devoir prendre les mêmes *bins* que pour les données expérimentales, dont la taille a été dictée par la statistique disponible (le *binning* choisi est décrit dans la section 2.2).

Une fois l'acceptance calculée, nous pouvons corriger les données expérimentales “*bin par bin*” en divisant le nombre d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$ mesuré dans un *bin* par l'acceptance correspondant au même *bin*.

2.4.1 Description de la simulation

Voici à présent la description de toute la chaîne de programmes que nous avons utilisée pour la simulation d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$.

Le générateur d'événements DVCS

Le générateur d'événements que nous avons utilisé est basé sur le code écrit par V. Korotkov (de la collaboration HERMES) [47]. Il génère les événements de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ selon les formules pour le Bethe-Heitler et le DVCS de Belitsky *et al.* [48]. On peut choisir entre plusieurs modèles de GPDs. A ce stade, il est peu important quel modèle de GPD particulier est utilisé. Il est surtout nécessaire de disposer d'un générateur

d'événements qui reproduise la principale caractéristique du processus qui est le Bethe-Heitler, avec ses singularités vers $\Phi = 0$ degrés.

Le nombre total d'événements Monte Carlo $ep \rightarrow ep\gamma$ que nous avons générés s'élève à 60,7 millions, répartis dans 1214 fichiers, à raison de 50000 événements par fichier.

Nous avons généré les événements $ep \rightarrow ep\gamma$ avec les paramètres initiaux suivants :

- énergie du faisceau : $E_{\text{faisceau}} = 5,776 \text{ GeV}$
- $0,8 < Q^2 < 6 \text{ GeV}^2$
- $0 < x_B < 0,95$
- $0 < -t < 6 \text{ GeV}^2$
- $W > 1,3 \text{ GeV}$
- énergie de l'électron diffusé : $E_e > 0,35 \text{ GeV}$

Par ailleurs, nous avons implanté dans le générateur d'événements deux coupures qui ont pour fonction d'éliminer les singularités du processus Bethe-Heitler. On rappelle que ce dernier se caractérise par le rayonnement du photon par l'électron incident ou l'électron diffusé. Les singularités correspondent aux cas où la direction dans laquelle le photon est émis est très proche de la direction de l'électron. Nous avons alors implanté une coupure d'environ 1,95 degrés autour de la direction de chaque électron (incident et diffusé) :

- l'angle entre l'axe du faisceau et la direction du photon : $\theta_\gamma > 1,95$ degrés,
- l'angle entre la direction de l'électron diffusé et celle du photon : $\theta_{e\gamma} > 1,95$ degrés.

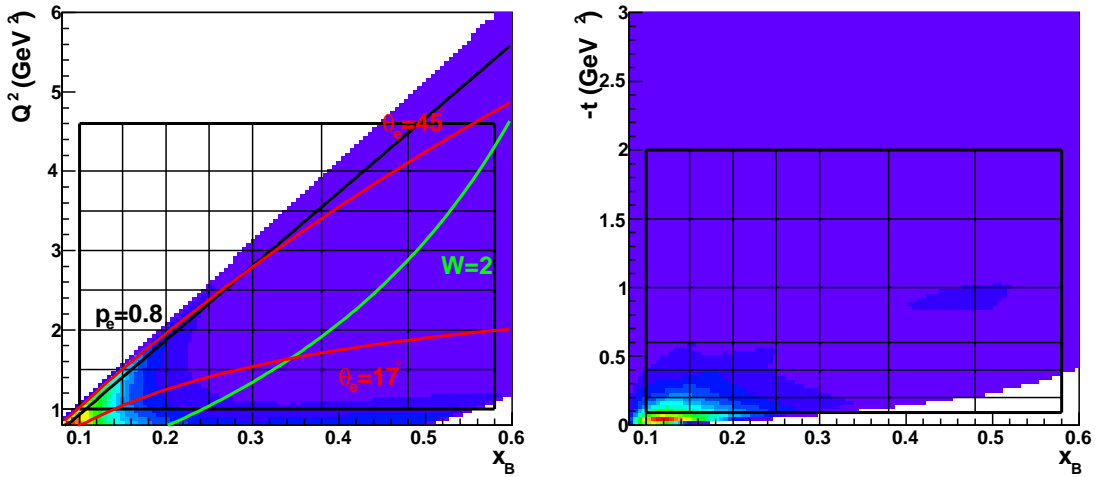


FIG. 2.4 – Distribution Q^2 en fonction de x_B (à gauche) et distribution $-t$ en fonction de x_B (à droite) des événements générés. Les grilles représentent le *binning* choisi. A gauche, dans le plan (Q^2, x_B) , les courbes rouges illustrent certaines limites de la couverture cinématique des données expérimentales ($\theta_e > 17^\circ$ et $\theta_e < 45^\circ$) et les courbes noire et verte correspondent respectivement aux coupures de sélection $p_e > 0,8 \text{ GeV}/c$ et $W > 2 \text{ GeV}$.

La figure 2.4 représente la distribution Q^2 en fonction de x_B (à gauche) et la distribution $-t$ en fonction de x_B (à droite) des événements générés à l'aide du générateur

d'événements. Les grilles des figures représentent le *binning* que nous avons choisi. Sur la figure de gauche, les courbes correspondant à certaines limites dues à l'acceptance du dispositif de détection ($\theta_e > 17^\circ$ et $\theta_e < 45^\circ$ en rouge), ainsi que celles correspondant à certaines coupures de sélection $ep \rightarrow ep\gamma$ appliquées ($W > 2$ GeV en vert et $p_e > 0,8$ GeV/c en noir) ont été ajoutées afin de montrer que nous avons généré les événements $ep \rightarrow ep\gamma$ largement au-delà de l'acceptance du dispositif de détection et des coupures de sélection utilisées, ce qui nous permet de tenir compte de l'imprécision de la reconstruction et de la notion de "migration de *bin*" (un événement généré à une certaine cinématique pouvant être reconstruit à une cinématique légèrement différente).

Simulation des événements générés à travers le programme GSIM

Nous avons simulé les traces des diverses particules à travers CLAS à l'aide de GSIM, le programme de simulation de CLAS, qui comporte toutes les caractéristiques géométriques et physiques des composants de CLAS, mises à part certaines concernant les compteurs Čerenkov (CC) et les calorimètres électromagnétiques de CLAS (EC). La simulation de ces éléments ne reflétant pas parfaitement les données expérimentales, il est nécessaire de déterminer les efficacités de détection de ces deux sous-systèmes expérimentalement (à l'aide des données elles-mêmes), comme exposé dans la section 2.5. Le programme GSIM comporte également à présent toutes les caractéristiques géométriques et physiques du nouveau calorimètre électromagnétique interne (IC), depuis que nous les avons implantées (la description de cette implantation est présentée section 2.3, chapitre 2, partie III).

Traitement des événements simulés par le programme GPP

La simulation effectuée à l'aide du programme GSIM est une représentation idéalisée de la réalité. En effet, tous les canaux de lecture des différents sous-systèmes de CLAS y sont opérationnels alors que ce n'est pas forcément le cas pendant les prises de données. Par ailleurs, les résolutions présentées par les données Monte Carlo sont en général meilleures que celles caractérisant les données expérimentales.

Le rôle du programme GPP (GSIM Post-Processing) est alors de rendre les données Monte Carlo plus réalistes. Nous le faisons intervenir au niveau des données Monte Carlo brutes à la sortie de GSIM, ses fonctions étant les suivantes :

- la suppression systématique des parties des scintillateurs de temps de vol qui n'étaient pas opérationnels au moment de la prise de données,
- la suppression pondérée des fils des chambres à dérive par leur efficacité individuelle durant le *run*,
- l'élargissement des résolutions des scintillateurs de temps de vol ainsi que celles des chambres à dérive.

La procédure utilisée pour déterminer les efficacités individuelles des fils des chambres à dérive est décrite dans la référence [49]. La suppression des fils des chambres à dérive s'effectue avec une certaine probabilité et non systématiquement à cause du fait que parmi

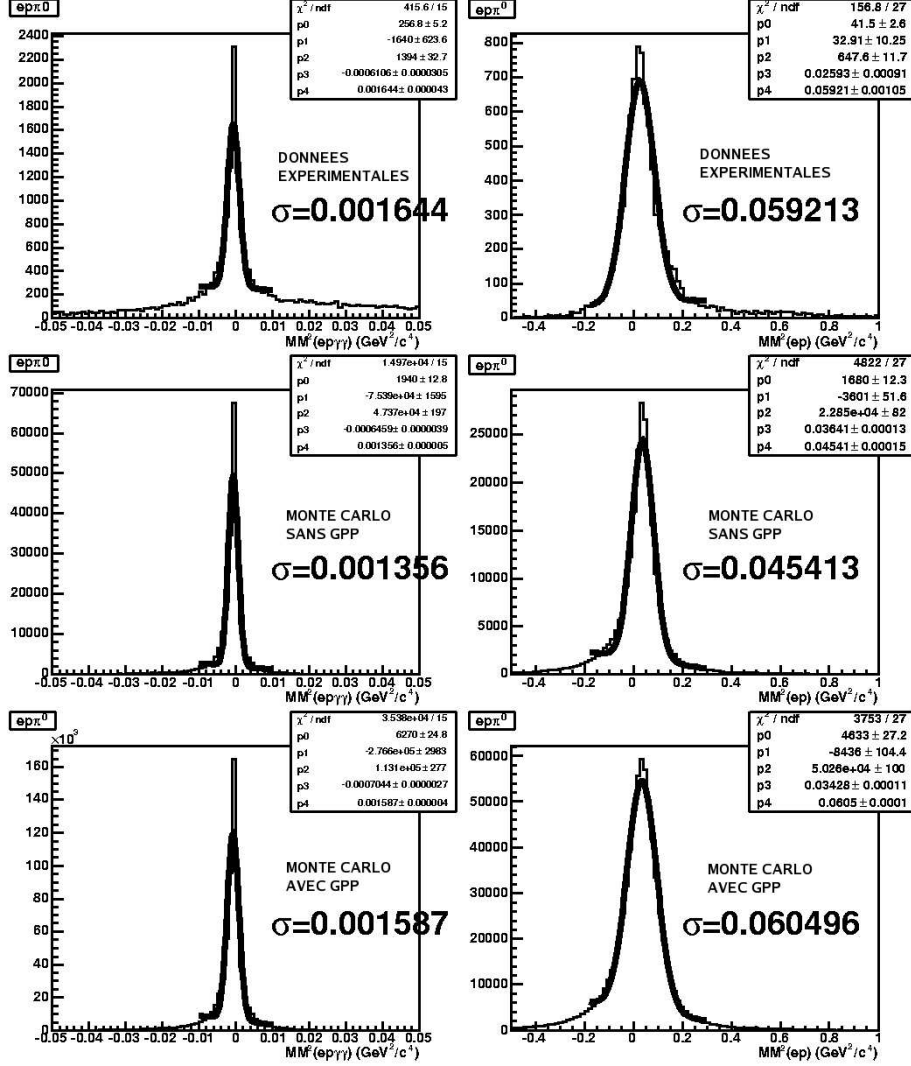


FIG. 2.5 – Résolutions des distributions de masse manquante au carré du système $ep\gamma\gamma$ ($MM_{ep\gamma\gamma}^2$) et de masse manquante au carré du système ep (MM_{ep}^2) pour les données expérimentales (rangée du haut), pour les données Monte Carlo sans GPP (rangée du milieu), et pour les données Monte Carlo avec GPP (rangée du bas), pour des événements $ep \rightarrow ep\pi^0$.

les fils défectueux, certains ont quand même fonctionné pendant une partie de la prise des données (ayant, à un moment donné, soit cessé de fonctionner, soit été réparés).

L'effet que l'on attend de la suppression totale ou partielle des canaux défectueux, est de reproduire secteur à secteur dans la simulation les comptages observés dans les données expérimentales.

Quatre paramètres sont utilisés pour élargir les résolutions temporelles des données Monte Carlo afin de les faire correspondre aux résolutions mesurées dans les données expérimentales. Le premier de ces paramètres, f , sert à élargir les résolutions liées aux scintillateurs de temps de vol tandis que les trois autres, a , b et c , servent quant à eux à élargir les résolutions liées aux chambres à dérive.

Nous avons choisi d'utiliser le canal $ep \rightarrow ep\pi^0 \rightarrow ep\gamma\gamma$ pour tester différentes valeurs pour les paramètres a , b , c et f . Nous avons généré et simulé (avec GSIM) des événements $ep \rightarrow ep\pi^0$. Dans un premier temps, nous n'avons pas traité les données simulées avec le programme GPP et avons comparé les distributions reconstruites de masse manquante au carré du système $ep\gamma\gamma$ ($MM_{ep\gamma\gamma}^2$) et de masse manquante au carré du système ep (MM_{ep}^2) à celles présentées par les données expérimentales. Puis, nous avons traité les données simulées avec le programme GPP en appliquant différentes valeurs aux paramètres a , b , c et f , et avons comparé les résolutions obtenues de manière à déterminer le groupe de valeurs permettant d'obtenir les résolutions les plus proches de celles observées avec les données expérimentales. A l'issue de cette étude, nous avons adopté les valeurs suivantes : $a=b=c=1,2$ et $f=1,5$.

La figure 2.5 montre les résolutions des distributions $MM_{ep\gamma\gamma}^2$ et MM_{ep}^2 pour les données expérimentales (rangée du haut), les données Monte Carlo sans GPP (rangée du milieu) et les données Monte Carlo avec GPP utilisant les valeurs $a=b=c=1,2$ et $f=1,5$.

Réduction des données simulées et identification des particules

La réduction des données Monte Carlo s'effectue avec la même version du programme de réduction que celle utilisée pour les données expérimentales, de manière à bénéficier de la même efficacité de reconstruction. En ce qui concerne l'identification des particules, toutes les coupures et corrections utilisées pour les données expérimentales sont également appliquées aux données simulées, à l'exception toutefois des coupures liées au dépôt d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques de CLAS (E_{inner} et E_{tot}/p) et de la coupure sur le nombre de photo-électrons détectés dans les compteurs Čerenkov (N_{phe}). De même, toutes les coupures de sélection $ep \rightarrow ep\gamma$ ont été imposées aux données simulées.

2.4.2 Comparaison des données simulées aux données expérimentales

Afin que l'acceptance calculée soit fiable, il faut des *bins* petits et les données Monte Carlo reconstruites doivent reproduire fidèlement les données expérimentales.

La figure 2.6 illustre, pour notre échantillon d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$, la comparaison des distributions Q^2 , x_B , $-t$ et Φ des données expérimentales (rangée du haut) et des données Monte Carlo (rangée du milieu), obtenues après passage dans GSIM et la reconstruction. La rangée du bas de la figure représente le rapport du nombre d'événements reconstruits dans les données expérimentales sur le nombre d'événements reconstruits dans les données Monte Carlo. On constate que ces rapports sont suffisamment stables. Ceci signifie que le modèle que nous employons dans le générateur d'événements ne représente pas exactement la "réalité" mais en est cependant relativement proche.

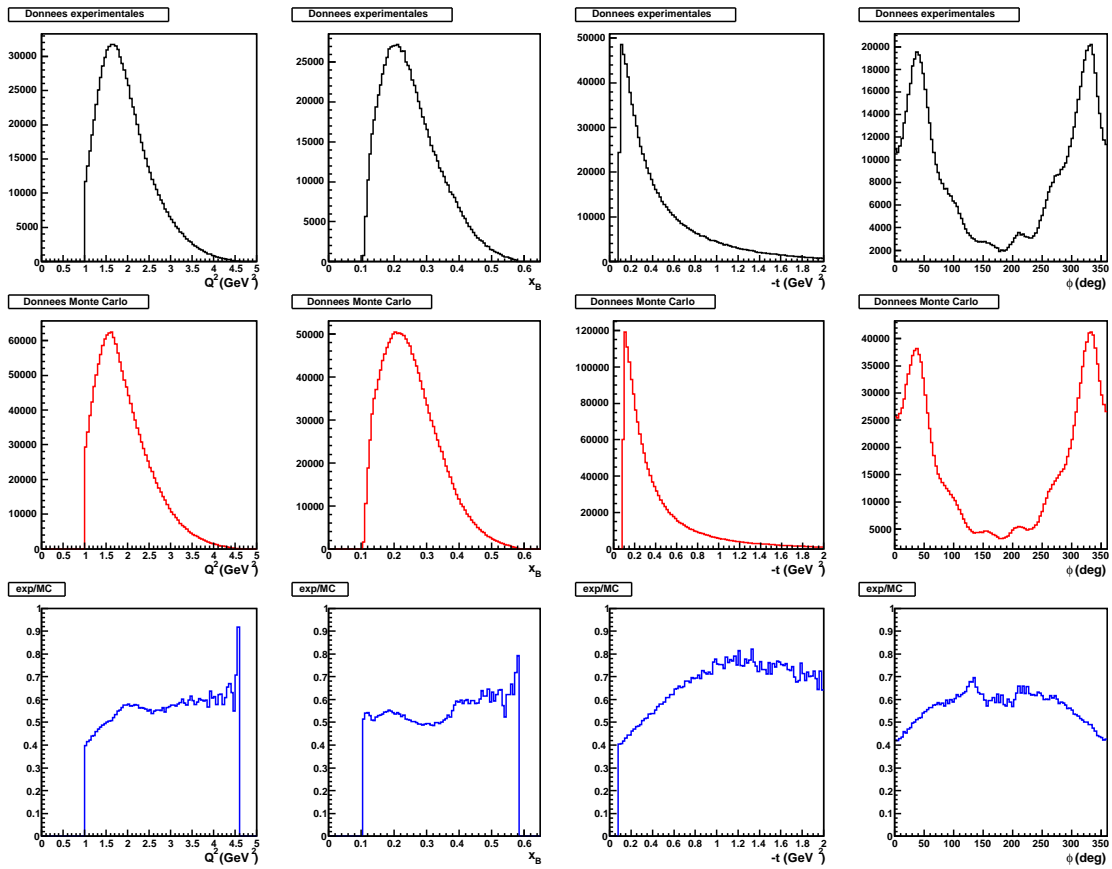


FIG. 2.6 – Comparaison des distributions Q^2 , x_B , $-t$ et Φ des données expérimentales (rangée du haut) et des données Monte Carlo (rangée du milieu). La rangée du bas représente le rapport du nombre d'événements reconstruits dans les données expérimentales sur le nombre d'événements reconstruits dans les données Monte Carlo.

La figure 2.7 montre quant à elle la comparaison de la distribution Q^2 en fonction de x_B (rangée du haut) des données expérimentales (colonne de gauche) et des données Monte Carlo (colonne de droite). De même pour la distribution $-t$ en fonction de x_B (rangée du milieu) et pour la distribution Q^2 en fonction de $-t$ (rangée du bas).

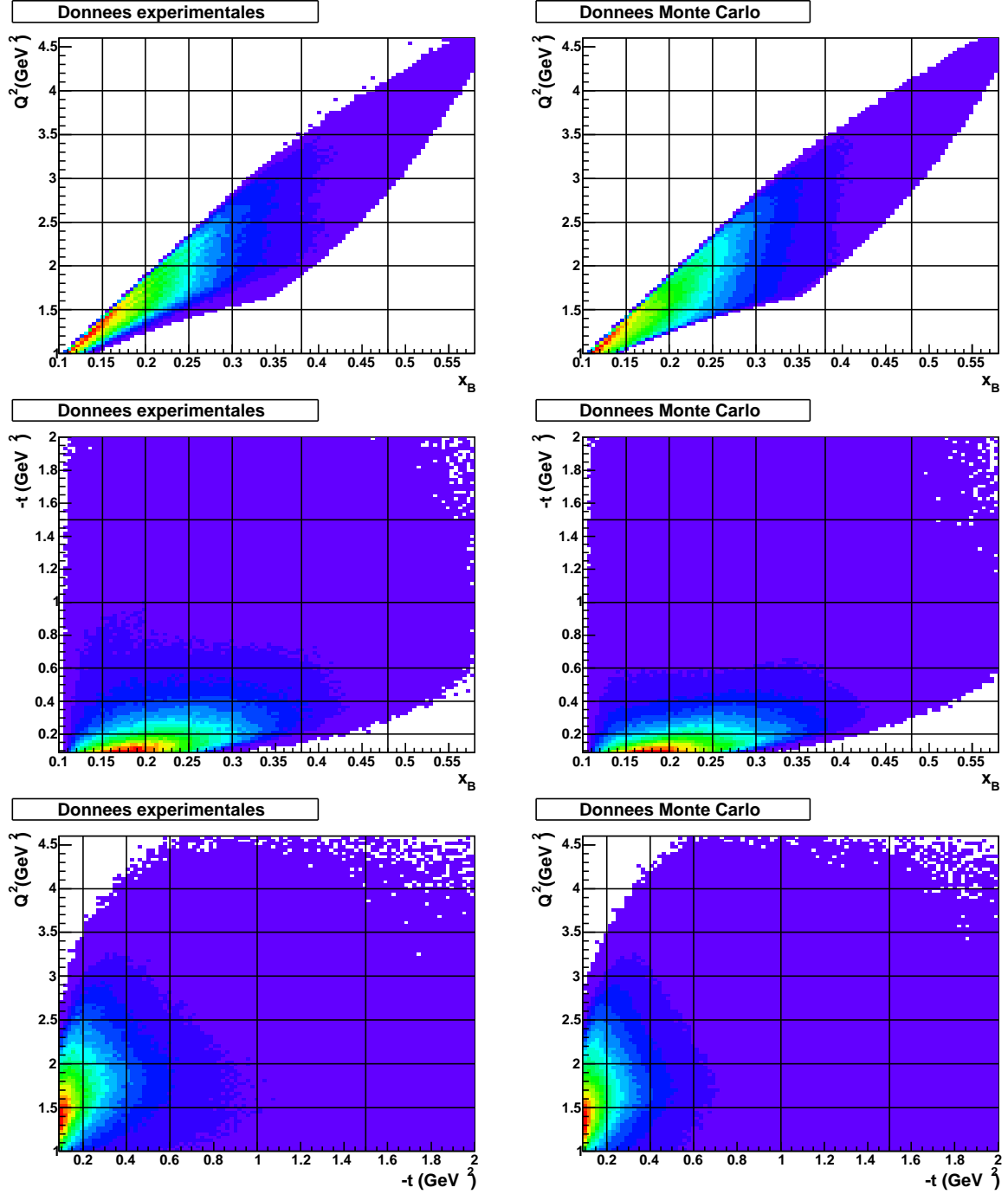


FIG. 2.7 – Comparaison de la distribution Q^2 en fonction de x_B (rangée du haut), de la distribution $-t$ en fonction de x_B (rangée du milieu) et de la distribution Q^2 en fonction de $-t$ (rangée du bas) des données expérimentales (colonne de gauche) et des données Monte Carlo (colonne de droite).

Enfin, la figure 2.8 montre les distributions Q^2 en fonction de x_B des données Monte Carlo pour les 6 *bins* en $-t$. On pourra se reporter à la figure 2.3 pour la comparaison avec les données expérimentales.

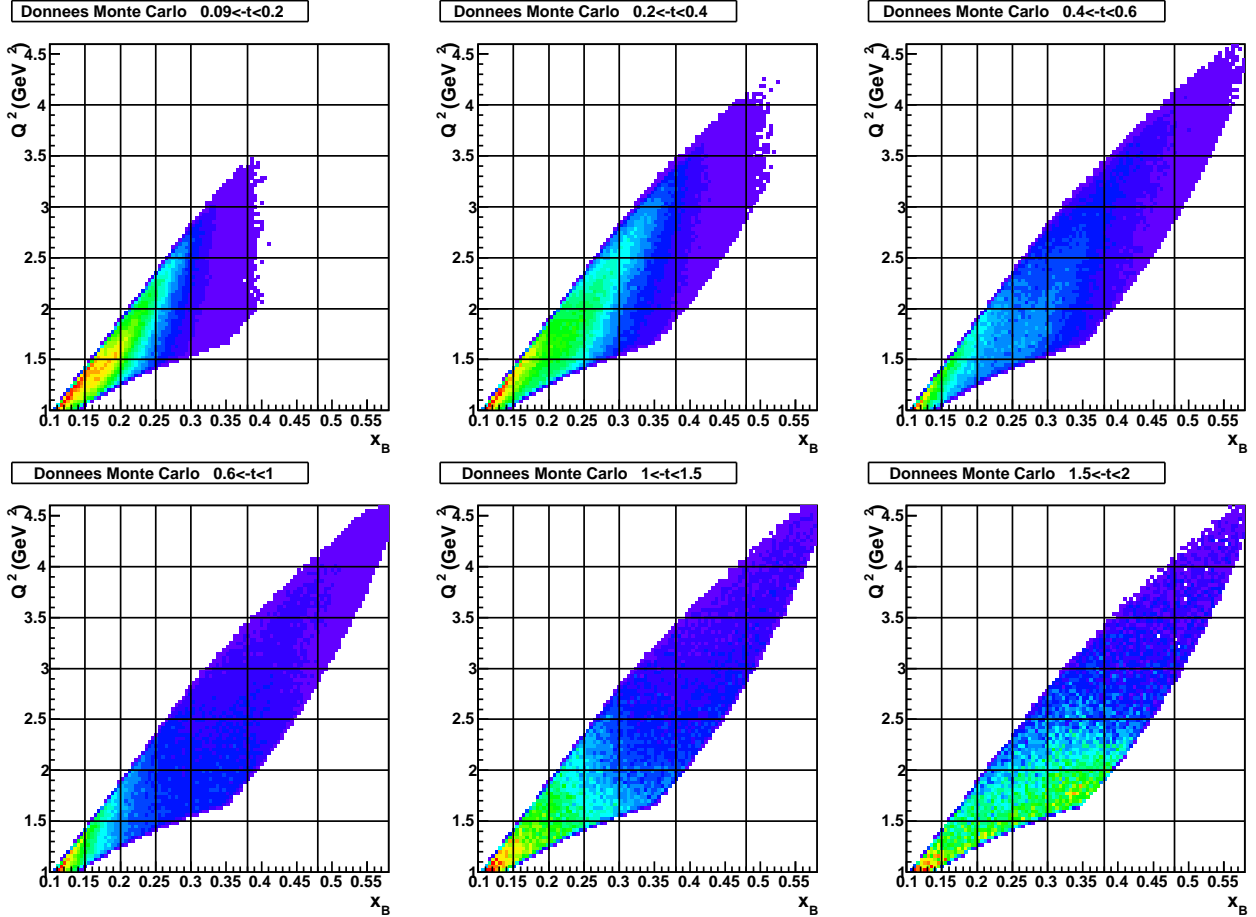


FIG. 2.8 – Distributions Q^2 en fonction de x_B des données Monte Carlo pour les 6 *bins* en $-t$.

En comparant les distributions Q^2 en fonction de x_B des données expérimentales et des données Monte Carlo, nous avons remarqué deux différences.

L'une d'elles se présentait, dans les données Monte Carlo, sous la forme d'une fine zone d'inefficacité traversant la distribution de part en part, la séparant en deux. Après avoir testé les différentes combinaisons des options du programme GPP, nous avons découvert que cette fine zone d'inefficacité était due à l'option de suppression systématique des parties défectueuses des scintillateurs de temps de vol. A ce jour, nous n'avons pas trouvé la cause du mauvais fonctionnement de cette option appliquée à nos données. C'est pourquoi nous avons choisi de simplement réduire à nouveau la totalité des données simulées en désactivant cette option. Les figures 2.7 et 2.8 ayant été obtenues à partir des dernières données simulées, c.-à-d. ne comportant plus l'anomalie causée par le programme GPP,

ne montrent pas celle-ci.

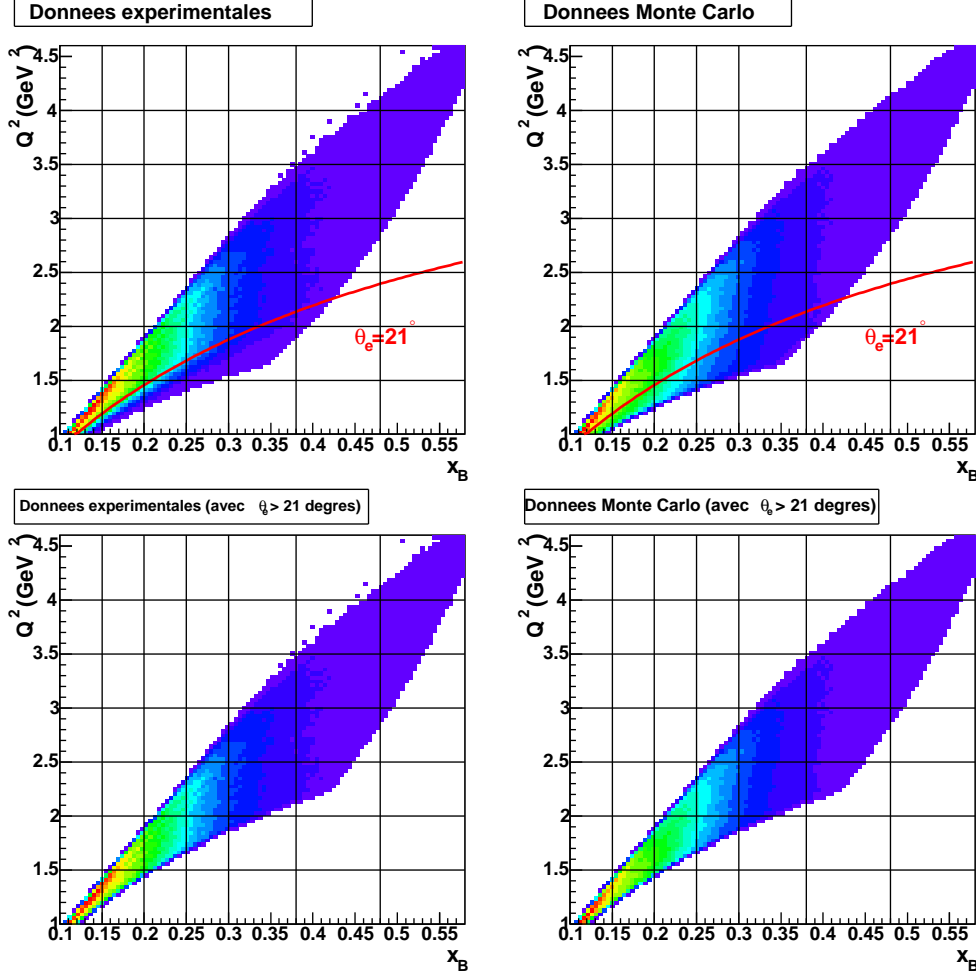


FIG. 2.9 – Comparaison des distributions Q^2 en fonction de x_B des données expérimentales (colonne de gauche) et des données Monte Carlo (colonne de droite) : avant (rangée du haut) et après (rangée du bas) application de la coupure $\theta_e > 21^\circ$ (illustrée en rouge sur la rangée du haut).

La première différence constatée entre les données expérimentales et les données Monte Carlo ayant été supprimée, la seule différence restante se situe à bas Q^2 et bas x_B (le domaine situé à $Q^2 < 1,7 \text{ GeV}^2$ et $x_B < 0,27$ apparaît en vert pour les données simulées et en bleu pour les données expérimentales), où l'on constate que les données Monte Carlo ne reproduisent pas l'allure des données expérimentales. En effet, on constate un excès d'événements reconstruits dans les données simulées.

Afin de régler ce problème à bas Q^2 et bas x_B , nous avons décidé d'appliquer une coupure sur l'angle polaire de l'électron diffusé, θ_e , afin d'éliminer cette zone mal reproduite par les données Monte Carlo : $\theta_e > 21^\circ$ (coupure appliquée bien sûr à la fois sur les données Monte Carlo et les données expérimentales). Nous justifions ce choix par le

fait qu'il est important d'utiliser des données simulées reproduisant correctement les données expérimentales afin de calculer une acceptance dans laquelle on peut avoir confiance. Cette différence peut être simplement due au modèle du générateur d'événements (un excès d'événements générés engendrant un excès d'événements reconstruits) mais pour être sûrs, nous préférons couper cette zone, considérant le faible nombre d'événements que nous supprimons ainsi.

La figure 2.9 illustre l'effet de la coupure dans les données expérimentales et les données Monte Carlo. Il nous reste 768.679 événements après la coupure $\theta_e > 21^\circ$, ce qui représente environ 11,7% d'événements en moins.

2.4.3 Calcul de l'acceptance par la méthode “*bin par bin*”

Comme expliqué au début de la section 2.4, nous calculons l'acceptance en utilisant la méthode “*bin par bin*”, c.-à-d. pour chaque *bin* quadridimensionnel (Q^2 , x_B , $-t$, Φ) :

$$Acc(bin) = \frac{Rec(bin)}{Gen(bin)} \quad (2.3)$$

avec

- $Acc(bin)$: l'acceptance dans le *bin* quadridimensionnel,
- $Gen(bin)$: le nombre d'événements générés dans le *bin*,
- $Rec(bin)$: le nombre d'événements reconstruits (acceptés) dans le *bin*.

En analysant le canal $ep \rightarrow ep\gamma$, nous mesurons simultanément les processus DVCS et Bethe-Heitler (BH), ces deux réactions menant au même état final. La section efficace du BH peut varier très rapidement. Les courbes théoriques de la figure 2.10, obtenues à l'aide du code écrit par M. Vanderhaeghen et M. Guidal, démontrent la rapidité avec laquelle le BH peut varier. La figure montre la distribution en Φ de la section efficace du BH calculée pour 3 cinématiques voisines appartenant au même *bin* quadridimensionnel. A $Q^2 = 1,8 \text{ GeV}^2$ et $-t = 0,3 \text{ GeV}^2$ fixes, nous faisons légèrement varier x_B : $x_B = 0,32$, $x_B = 0,34$ et $x_B = 0,36$. Nous constatons, entre $x_B = 0,32$ et $x_B = 0,36$, presque un facteur 2 autour de $\Phi = 0^\circ$.

Le domaine cinématique des données expérimentales est délimité par les limites de l'acceptance du dispositif de détection (+ coupures fiducielles) et par nos coupures de sélection ($W > 2 \text{ GeV}$, $p_e > 0,8 \text{ GeV}$, etc...). Ceci est illustré par la figure 2.11. La distribution Q^2 en fonction de x_B des données expérimentales montre qu'à cause des limites et coupures mentionnées (certaines d'entre elles sont illustrées sur la figure par les courbes rouges ($\theta_e > 21^\circ$, $\theta_e < 45^\circ$), verte ($W > 2 \text{ GeV}$) et noire ($p_e > 0,8 \text{ GeV}/c$)), la quasi-totalité de nos *bins* sont “coupés” et ne sont par conséquent que partiellement remplis. Il ne faut pas oublier la dépendance en $-t$ et Φ . En effet, nous avons la limite t_{min} (voir figure 2.3) et la limite $\theta_\gamma > 4,5^\circ$ (limite inférieure de la couverture angulaire du calorimètre IC + coupures fiducielles) avec θ_γ qui dépend de Φ .

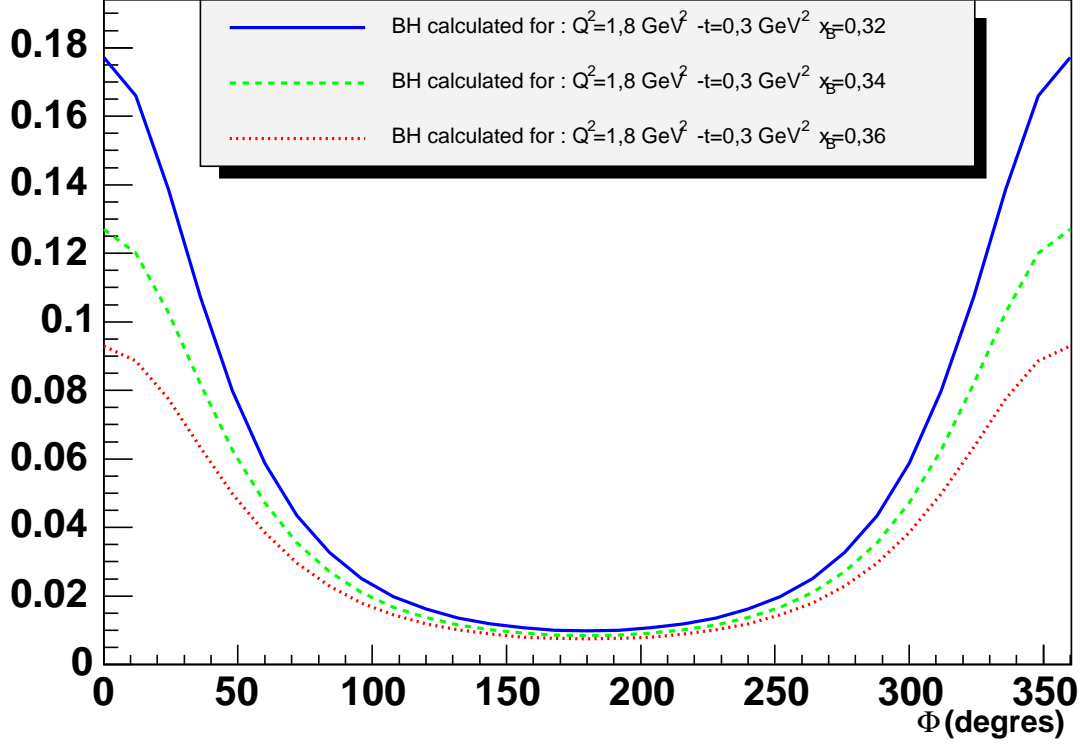


FIG. 2.10 – Section efficace $\frac{d^4\sigma}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ du Bethe-Heitler (en nb/GeV⁴) calculée pour 3 cinématiques voisines appartenant au même *bin* : $Q^2 = 1,8 \text{ GeV}^2$, $-t = 0,3 \text{ GeV}^2$ et 3 valeurs différentes pour x_B : $x_B = 0,32$ (courbe bleue), $x_B = 0,34$ (courbe tiretée verte) et $x_B = 0,36$ (courbe pointillée rouge). On constate à quel point le BH peut varier rapidement. Entre $x_B = 0,32$ et $x_B = 0,36$, on constate presque un facteur 2 autour de $\Phi = 0^\circ$.

Le domaine cinématique des événements Monte Carlo reconstruits (acceptés) est similaire à celui des données expérimentales. Dans le cas de tous ces *bins* “coupés”, nous n’avons donc aucun événement Monte Carlo reconstruit dans la fraction du *bin* qui se situe au-delà des limites et coupures citées. Par contre, comme l’illustre la figure 2.12, nous y avons généré des événements. Le nombre d’événements Monte Carlo générés dicté par le modèle du générateur peut varier très vite à cause des variations rapides du BH. Pour être indépendant du modèle, il faut calculer l’acceptance en ne tenant pas compte des événements générés dans la fraction du *bin* qui se trouve au-delà des limites et coupures. Ceci implique qu’il faut couper les événements Monte Carlo générés en se basant sur les limites et coupures de sélection mentionnées précédemment. Pour résumer, cela revient à calculer l’acceptance dans un *bin* “réduit”, correspondant à la fraction du *bin* qui se trouve à l’intérieur des limites du dispositif de détection et des coupures de sélection.

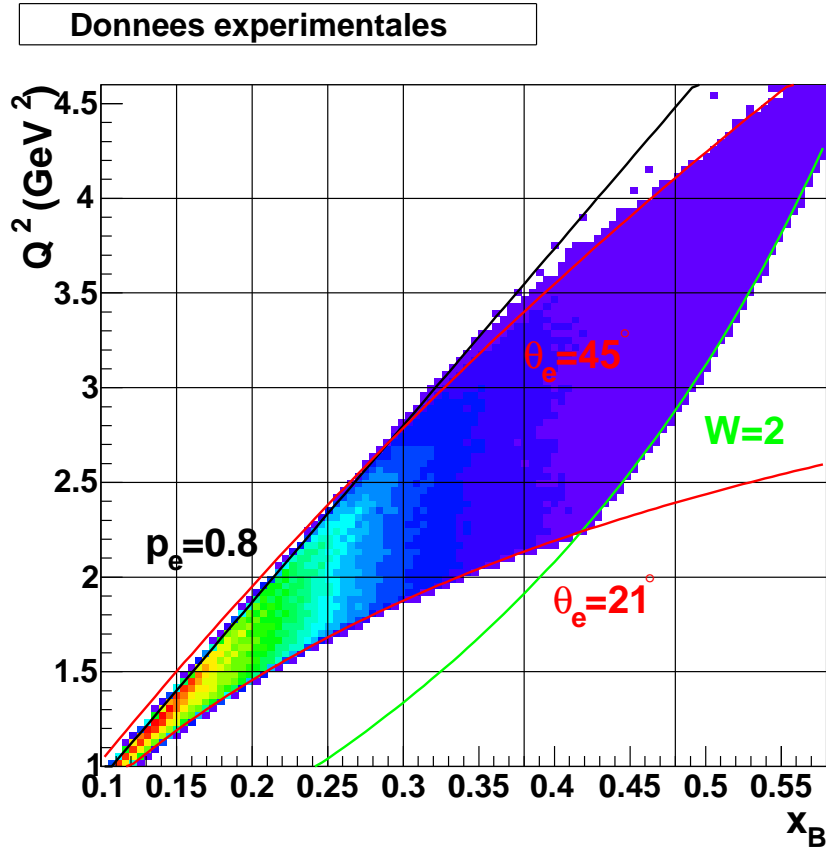


FIG. 2.11 – Domaine cinématique des données expérimentales dans le plan (Q^2, x_B) . A cause des limites du dispositif de détection et des coupures de sélection, la quasi-totalité des *bins* ne sont que partiellement remplis.

Par conséquent, la suite de l'analyse doit être effectuée entièrement dans le cadre de ces *bins* “réduits”.

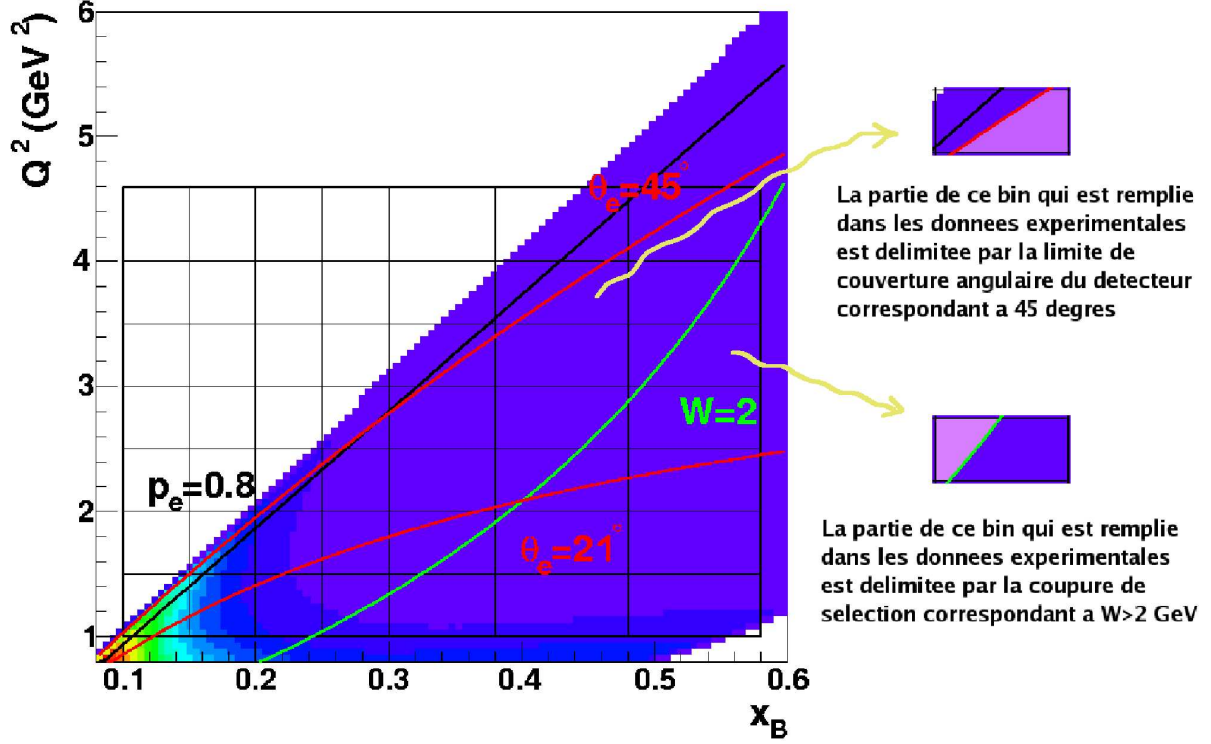


FIG. 2.12 – Domaine cinématique des événements Monte Carlo générés, dans le plan (Q^2, x_B) . Les deux images à droite de la figure illustrent des exemples de *bins* qui se trouvent “coupés” dans les données expérimentales. La fraction du *bin* qui se trouve à l’intérieur des limites et coupures est mise en évidence en violet. Dans la fraction du *bin* qui est entièrement vide dans les données expérimentales (laissée en bleu), le nombre d’événements générés dicté par le modèle du générateur d’événements peut varier très vite à cause des variations rapides du BH. Pour être indépendant du modèle, il faut couper cette fraction du *bin* lors du calcul de l’acceptance. Cette dernière est donc calculée en estimant le rapport du nombre d’événements acceptés sur le nombre d’événements à l’intérieur des limites et coupures.

Pour résumer, voici la liste des coupures que nous appliquons sur les événements Monte Carlo générés.

- Les coupures provenant du générateur d’événements (voir 2.4.1) :
afin de supprimer les singularités du Bethe-Heitler, celui-ci divergeant lorsque le photon réel est émis soit le long de la direction de l’électron incident, soit le long de celle de l’électron diffusé, nous avons imposé deux coupures sur la direction du photon réel produit, une autour de la direction du faisceau et une autre autour de la direction de l’électron

diffusé : $\theta_\gamma > 1,95^\circ$ et $\theta_{e\gamma} > 1,95^\circ$. Par ailleurs, la limite t_{min} est prise en compte directement par le générateur d'événements.

- Les coupures provenant de l'acceptance du dispositif de détection : ces coupures reproduisent les limites de la couverture angulaire du dispositif de détection (CLAS complété par IC) :

- $\theta_\gamma > 4,5^\circ$,
- $\theta_e > 17^\circ$ (dominée par la coupure $\theta_e > 21^\circ$),
- $\theta_e < 45^\circ$.

- Les coupures utilisées pour la sélection des événements $ep \rightarrow ep\gamma$:

- $W > 2 \text{ GeV}$,
- $p_e > 0,8 \text{ GeV}/c$.

- La coupure utilisée pour éliminer la zone cinématique mal reproduite par les données simulées : $\theta_e > 21^\circ$.

Une fois les acceptances calculées “*bin par bin*”, une vérification simple consiste à corriger les événements Monte Carlo reconstruits (acceptés) par l'acceptance. Ceci est illustré par la figure 2.13 montrant, pour $0,4 < -t < 0,6 \text{ GeV}^2$, les distributions en Φ dans le plan (Q^2, x_B) des événements reconstruits corrigés par l'acceptance, représentés en tirets rouges, et des événements générés, représentés en traits noirs. Dans chaque *bin* comportant au moins un événement reconstruit (accepté) et par conséquent situé dans l'acceptance, la correction du nombre d'événements reconstruits par l'acceptance permet de retrouver exactement le nombre d'événements qui avaient été générés dans ce même *bin*. Dans les autres *bins*, ces derniers étant situés hors de l'acceptance, on ne reconstruit rien.

L'erreur sur l'acceptance calculée peut être estimée en considérant que les événements ont une probabilité Acc d'être reconstruits (acceptés) et $1 - Acc$ d'être rejetés. La distribution des événements reconstruits suit alors une loi binômiale de valeur moyenne $Gen \times Acc$ et de déviation standard $\sqrt{Gen \times Acc(1 - Acc)}$.

L'erreur sur $Acc(bin)$ est alors donnée par :

$$\Delta Acc(bin) = \frac{\Delta Rec(bin)}{Gen(bin)} = \sqrt{\frac{Acc(bin)(1 - Acc(bin))}{Gen(bin)}} \quad (2.4)$$

Les figures 2.14, 2.15, 2.16 montrent les distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des acceptances calculées “*bin par bin*” pour les 6 *bins* en $-t$.

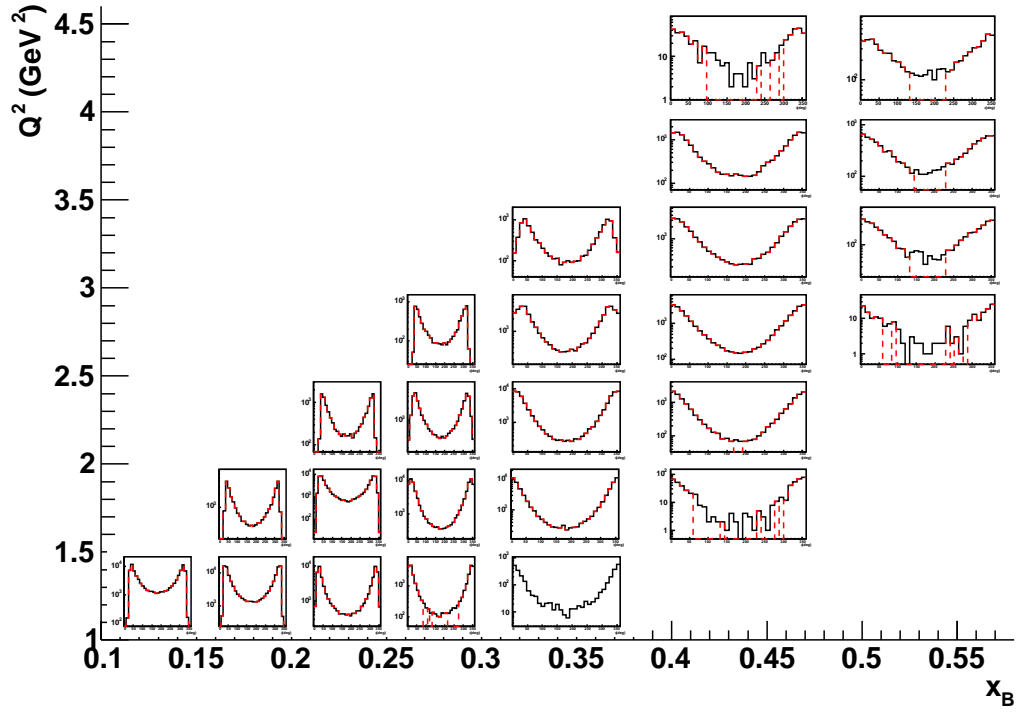


FIG. 2.13 – Distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des événements Monte Carlo générés (traits noirs) et des événements Monte Carlo reconstruits corrigés par l'acceptance (tirets rouges), pour $0,4 < -t < 0,6 \text{ GeV}^2$. Dans le cas d'un *bin* contenant des événements reconstruits, on retrouve exactement le nombre d'événements générés.

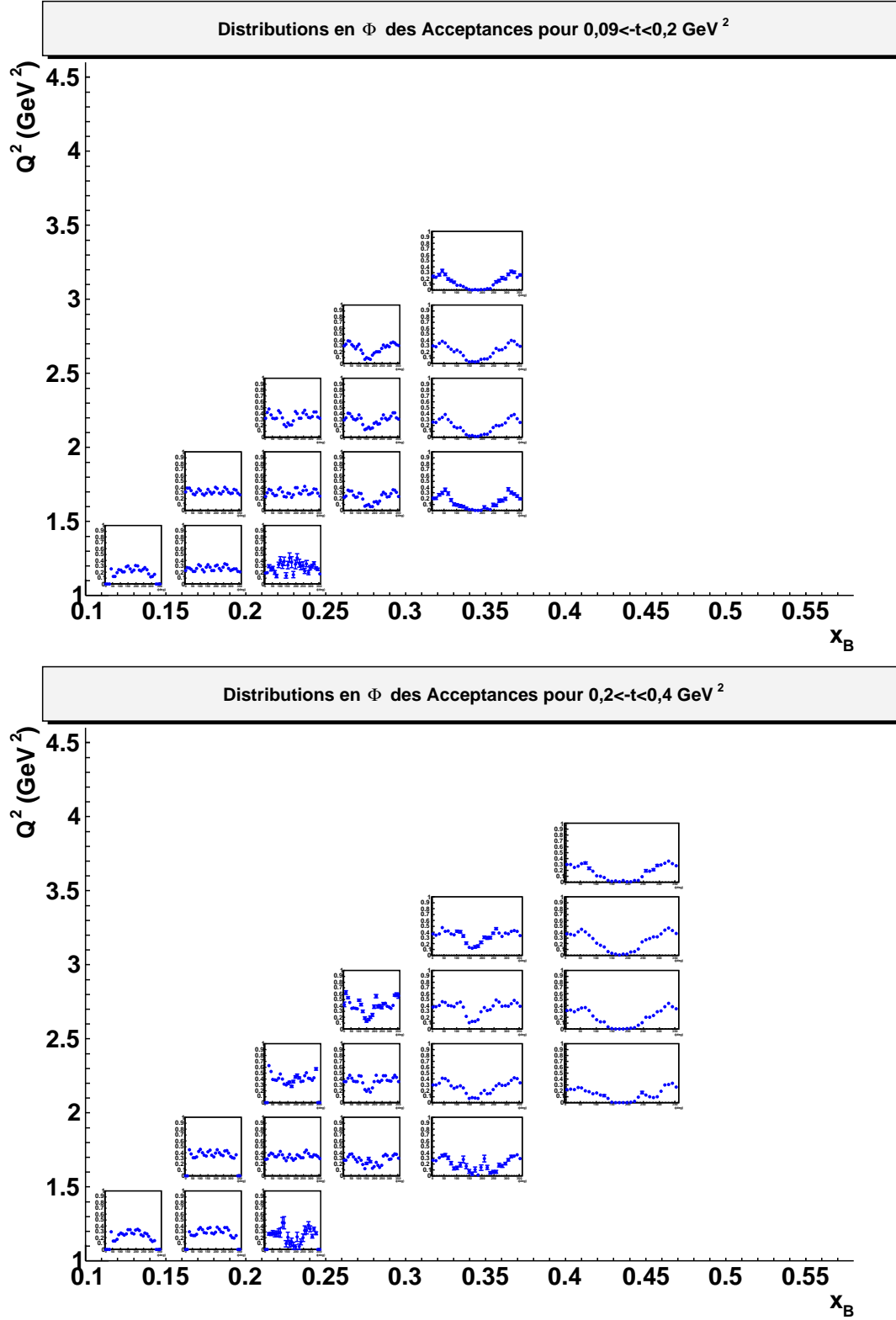


FIG. 2.14 – Distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des acceptances calculées "bin par bin" pour $0,09 < -t < 0,2 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,2 < -t < 0,4 \text{ GeV}^2$ (en bas). échelle linéaire commune : $[0 - 1]$.

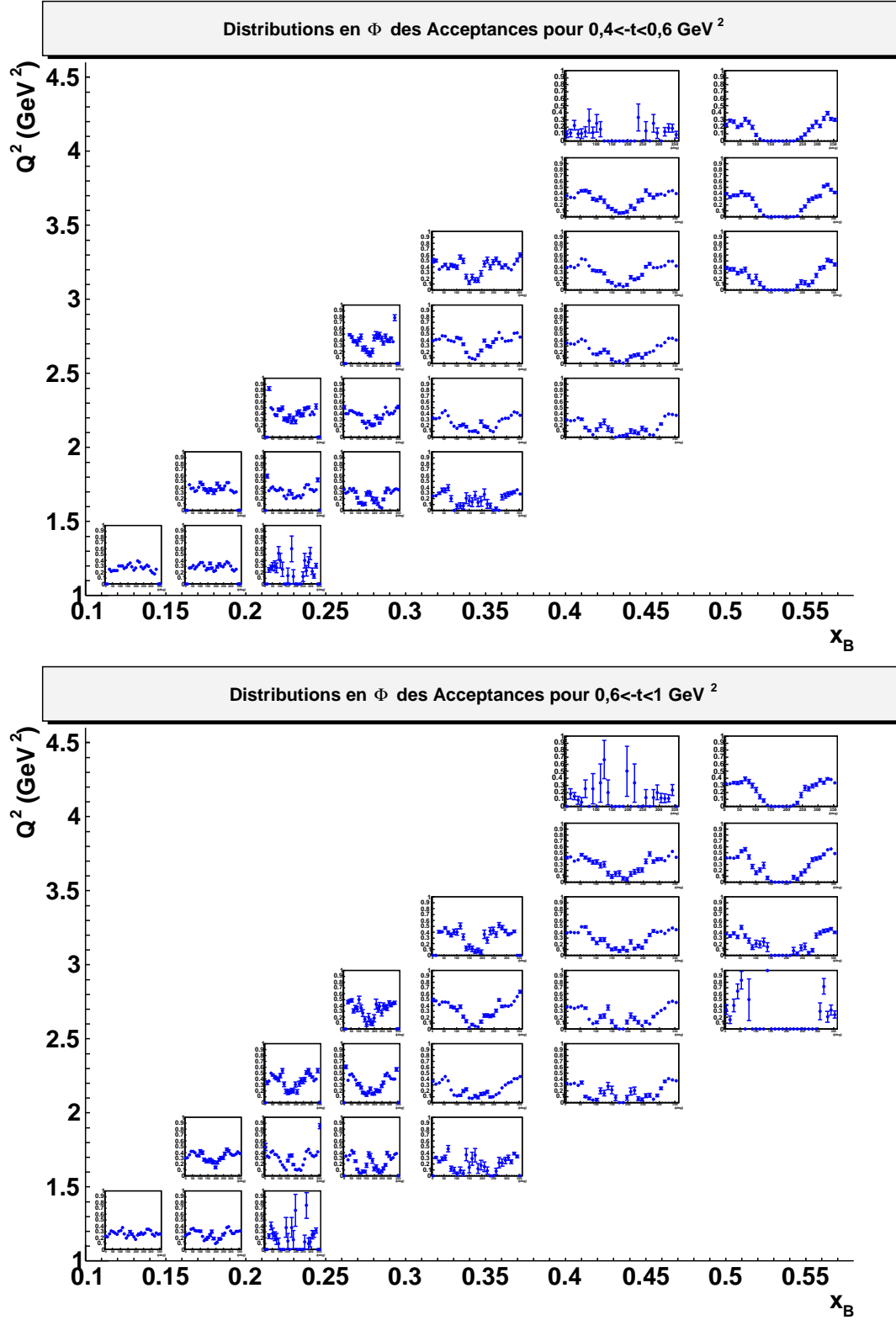


FIG. 2.15 – Distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des acceptances calculées “bin par bin” pour $0,4 < -t < 0,6 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,6 < -t < 1 \text{ GeV}^2$ (en bas). échelle linéaire commune : $[0 - 1]$.

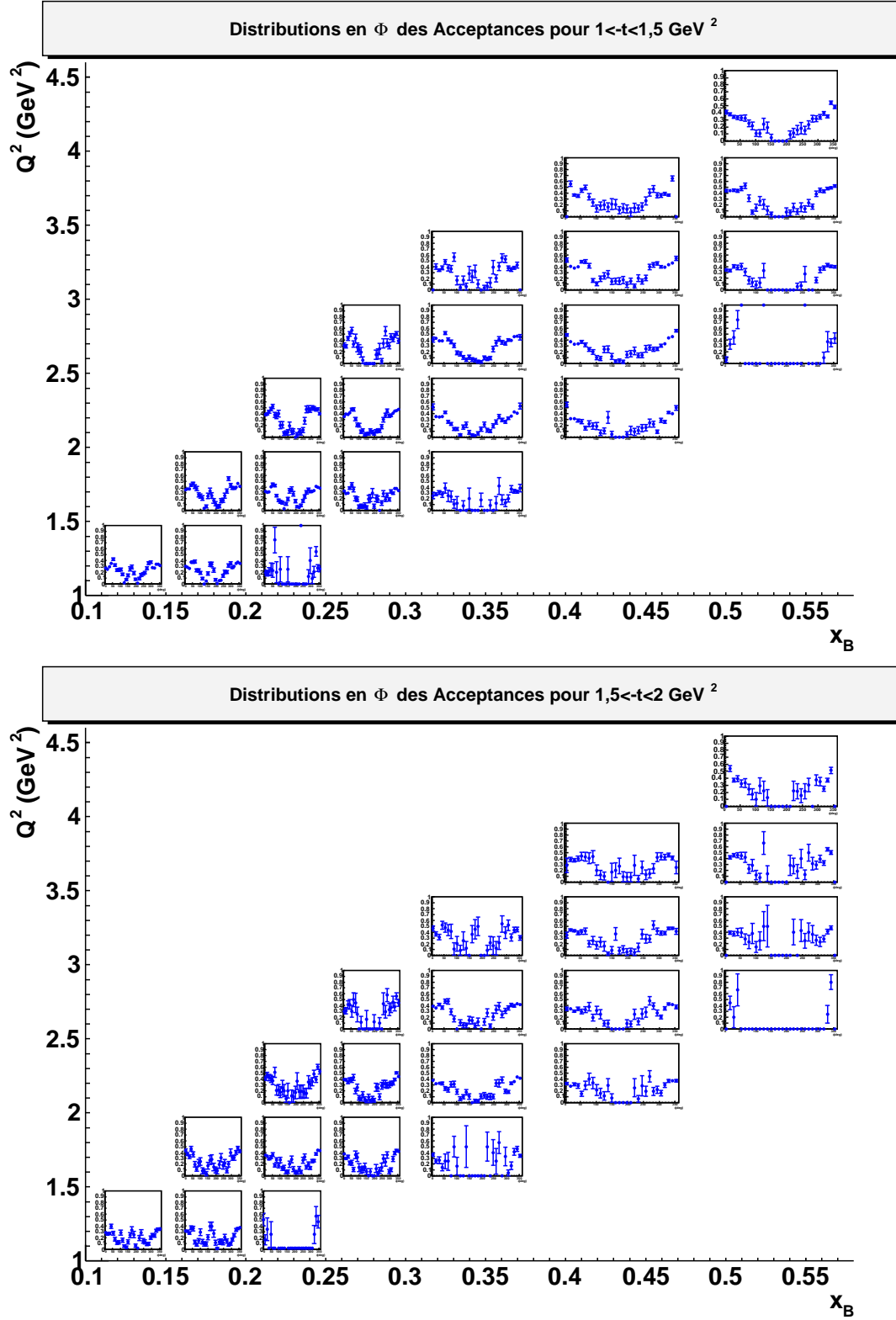


FIG. 2.16 – Distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des acceptances calculées “bin par bin” pour $1 < -t < 1,5 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $1,5 < -t < 2 \text{ GeV}^2$ (en bas). échelle linéaire commune : $[0 - 1]$.

2.5 Détermination des efficacités de détection des compteurs Čerenkov et des calorimètres électromagnétiques de CLAS

Les coupures concernant les compteurs Čerenkov (CC) et les calorimètres électromagnétiques de CLAS (EC), appliquées aux données expérimentales (et non applicables aux données Monte Carlo) pour identifier les électrons diffusés, rejettent un certain nombre de bons événements. La détermination des efficacités de détection des compteurs Čerenkov et des calorimètres de CLAS consiste à estimer la fraction de bons événements éliminés par ces coupures.

2.5.1 Détermination de l'efficacité de détection des compteurs Čerenkov

On rappelle que la coupure appliquée sur le nombre de photo-électrons $Nphe$ produits dans les compteurs Čerenkov est : $Nphe \times 10 > 25$. Afin de déterminer l'efficacité de détection des compteurs Čerenkov, on assimile le signal laissé par les électrons à une distribution de Poisson généralisée d'équation :

$$y\left(\frac{x}{p}\right) = k \frac{L^{\frac{x}{p}} e^{-L}}{\Gamma\left(\frac{x}{p} + 1\right)} \quad (2.5)$$

où k , L et p sont des paramètres. Un ajustement de cette fonction aux distributions $Nphe \times 10$ des électrons diffusés (effectué après application de toutes les coupures d'identification) avec une extrapolation de la fonction trouvée jusqu'à $Nphe = 0$, permet d'estimer le nombre total de bons événements supprimés par la coupure.

L'efficacité de détection des compteurs Čerenkov, $Ef f_{CC}$, est alors telle que :

$$Ef f_{CC} = \frac{\int_{25}^{200} y(Nphe \times 10)}{\int_0^{200} y(Nphe \times 10)} \quad (2.6)$$

Les distributions en nombre de photo-électrons dépendent des variables Q^2 et x_B . Un ajustement pour chaque *bin* en (Q^2, x_B) a été effectué. La figure 2.17 montre un exemple de distribution $Nphe \times 10$ pour un *bin* en (Q^2, x_B) .

Les efficacités de détection des compteurs Čerenkov, calculées pour chaque *bin* en (Q^2, x_B) , sont représentées sur la figure 2.18.

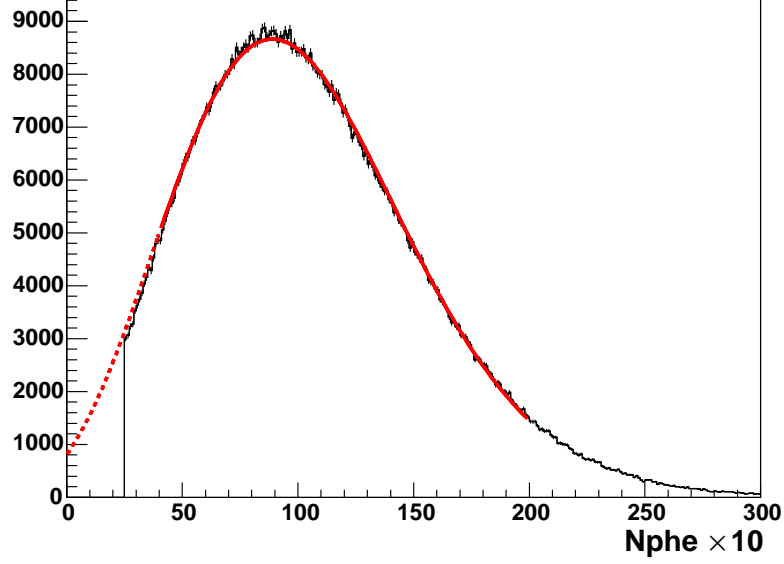


FIG. 2.17 – Distribution $Nphe \times 10$ des électrons diffusés après toutes les coupures d'identification pour $3 < Q^2 < 3,5 \text{ GeV}^2$ et $0,48 < x_B < 0,58$. L'ajustement par une fonction de Poisson généralisée (courbe rouge) ainsi que l'extrapolation du résultat sont représentés.

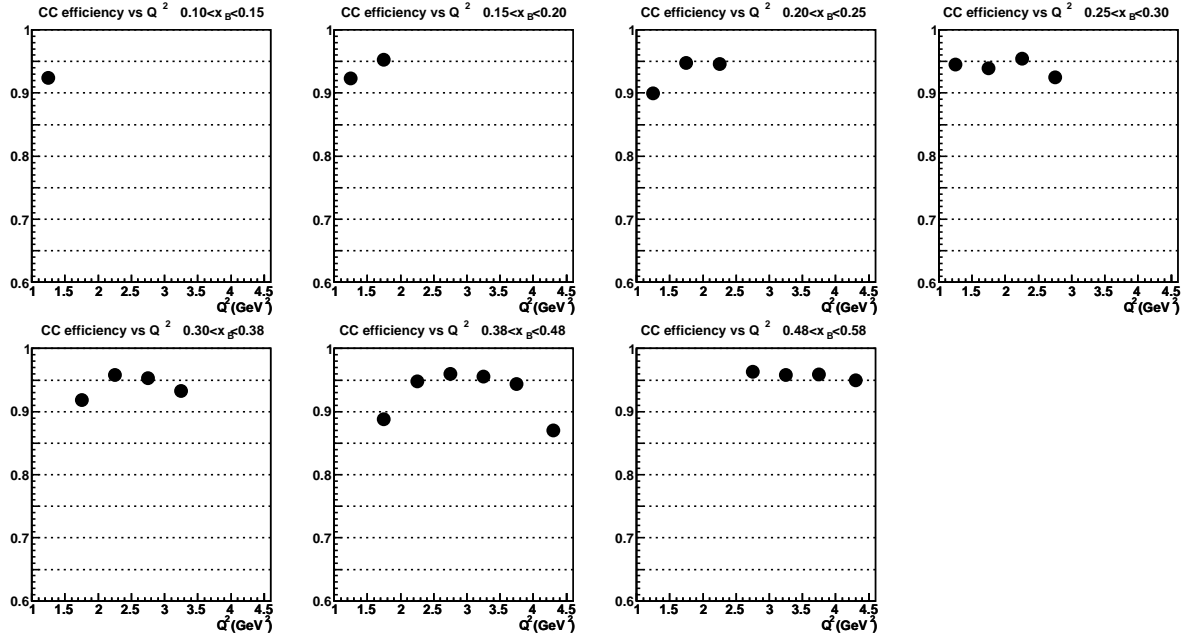


FIG. 2.18 – Efficacités de détection des compteurs Čerenkov en fonction de Q^2 pour chaque *bin* en x_B .

2.5.2 Détermination de l'efficacité de détection des calorimètres électromagnétiques

Les coupures “calorimètre” correspondent aux coupures sur les variables E_{inner} et E_{tot}/p . Afin de déterminer l'efficacité de détection des calorimètres électromagnétiques de CLAS, nous comparons l'intégrale de la distribution du nombre de photo-électrons dans les compteurs Čerenkov, $Nphe \times 10$, sans les coupures “calorimètre” et celle de la distribution obtenue après application des coupures, en partant de l'hypothèse qu'une particule produisant un nombre de photo-électrons dans les compteurs Čerenkov tel que $Nphe \times 10 > 80$, est nécessairement un bon électron diffusé. En se plaçant ainsi loin du pic induit par les pions, nous sommes sûrs de ne considérer que des électrons dans notre calcul.

L'efficacité de détection des calorimètres électromagnétiques, Eff_{EC} , est alors donnée par :

$$Eff_{EC} = \frac{\int_{80}^{200} Nphe \times 10 \text{ (avec les coupures “calorimètre”)} }{\int_{80}^{200} Nphe \times 10 \text{ (sans les coupures “calorimètre”)} } \quad (2.7)$$

Comme pour l'efficacité de détection Čerenkov, nous avons calculé l'efficacité Eff_{EC} pour chaque *bin* en (Q^2, x_B) . La figure 2.19 montre un exemple de distribution $Nphe \times 10$ sans et avec les coupures “calorimètre”.

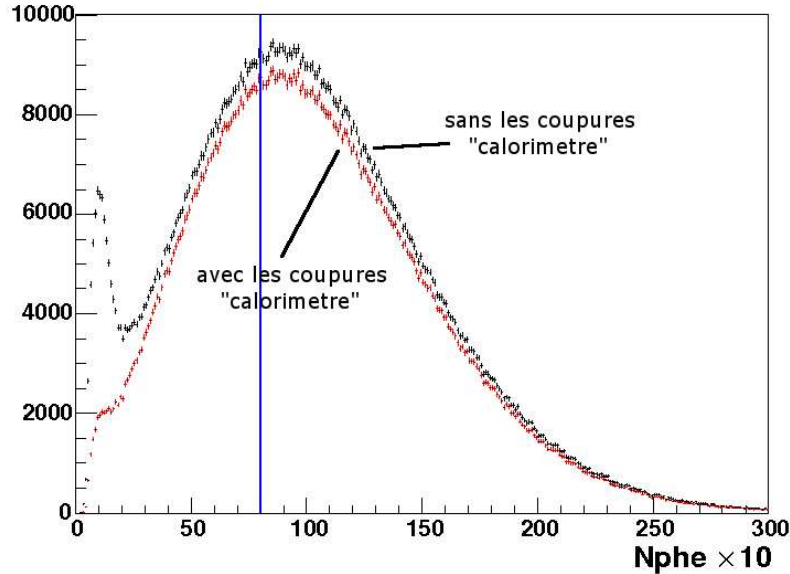


FIG. 2.19 – Distribution $Nphe \times 10$ des électrons diffusés sans (courbe noire) et avec (courbe rouge) les coupures “calorimètre” pour $3 < Q^2 < 3,5 \text{ GeV}^2$ et $0,48 < x_B < 0,58$. Nous comparons les intégrales des distributions pour $Nphe \times 10 > 80$ (au-delà de la ligne bleue).

Les efficacités de détection des calorimètres électromagnétiques de CLAS, calculées pour chaque bin en (Q^2, x_B) , sont données par la figure 2.20.

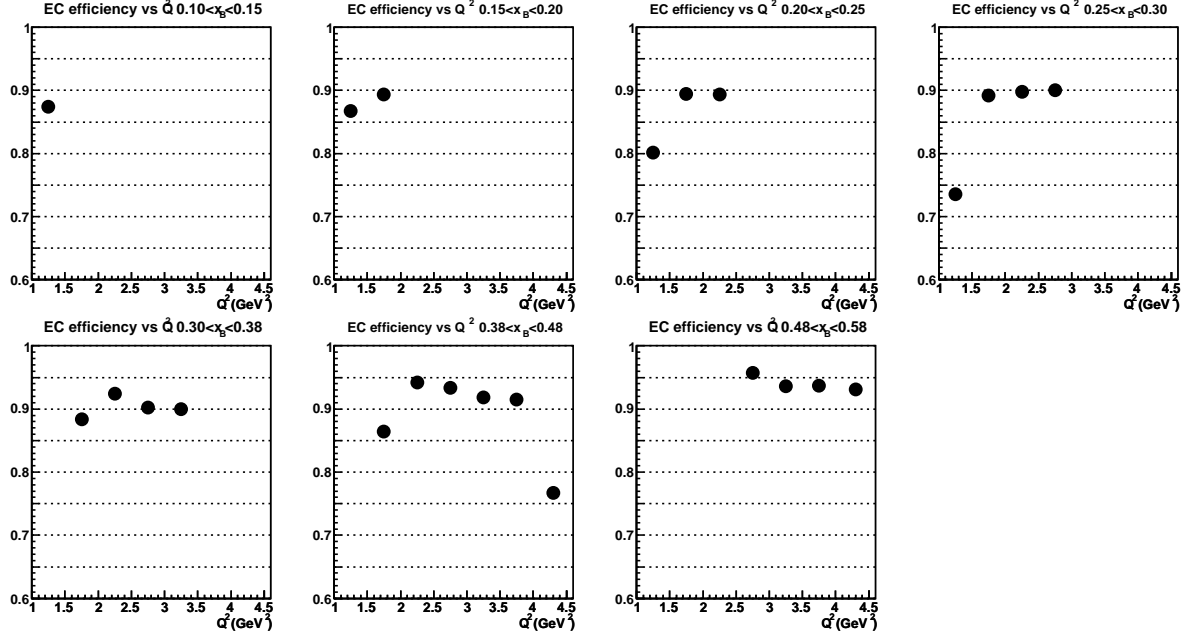


FIG. 2.20 – Efficacités de détection des calorimètres électromagnétiques en fonction de Q^2 pour chaque bin en x_B .

2.6 Soustraction du bruit de fond provenant du canal $ep \rightarrow ep\pi^0$

Afin d'obtenir le véritable nombre d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$ mesuré, il est nécessaire d'évaluer le taux de contamination provenant des photons de décroissance des π^0 , soit provenant du canal $ep \rightarrow ep\pi^0 \rightarrow ep\gamma\gamma$. En effet, lorsque l'un des deux photons de décroissance du π^0 n'est pas détecté ou qu'il a trop peu d'énergie (en-dessous du seuil de 150 MeV), l'événement $ep \rightarrow ep\pi^0 \rightarrow ep\gamma(\gamma)$ devient un parfait candidat susceptible d'être sélectionné en tant qu'événement $ep \rightarrow ep\gamma$.

2.6.1 Présentation de la méthode

Nous effectuons la soustraction du bruit de fond provenant du canal $ep \rightarrow ep\pi^0$ par la méthode "bin par bin". Parmi les événements $ep \rightarrow ep\gamma$ ayant survécu aux coupures de sélection décrites dans la section 1.4, figurent les événements $ep \rightarrow ep\gamma$ qui nous intéressent mais également des événements $ep \rightarrow ep\pi^0 \rightarrow ep\gamma(\gamma)$ au cours desquels seul un photon

a été détecté. Le nombre d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$, pour chaque bin quadridimensionnel (Q^2 , x_B , $-t$, Φ), est alors donné par :

$$N_{ep \rightarrow ep\gamma}(bin) = N_{mes}^{ep\gamma}(bin) - N_{\pi^0}^{1\gamma}(bin) = N_{mes}^{ep\gamma}(bin)[1 - R(bin)] \quad (2.8)$$

où :

- $N_{mes}^{ep\gamma}(bin)$ est le nombre d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$ dans le bin avant soustraction des π^0 ,
- $N_{\pi^0}^{1\gamma}(bin)$ est le nombre d'événements $ep \rightarrow ep\pi^0 \rightarrow ep\gamma(\gamma)$ à soustraire dans ce bin ,
- $R(bin) = \frac{N_{\pi^0}^{1\gamma}(bin)}{N_{mes}^{ep\gamma}(bin)}$ représente le taux de contamination par les π^0 dans ce bin .

Le nombre d'événements $ep \rightarrow ep\pi^0$ avec un seul photon détecté peut être calculé de la manière suivante :

$$N_{\pi^0}^{1\gamma}(bin) = N_{\pi^0}^{2\gamma}(bin) \cdot \frac{Acc_{\pi^0}^{1\gamma}(bin)}{Acc_{\pi^0}^{2\gamma}(bin)} \quad (2.9)$$

où $N_{\pi^0}^{2\gamma}$ est le nombre d'événements $ep \rightarrow ep\pi^0$ (dont les deux photons ont été détectés) mesuré expérimentalement, tandis que $Acc_{\pi^0}^{1\gamma}$ et $Acc_{\pi^0}^{2\gamma}$ sont respectivement les acceptances des événements $ep \rightarrow ep\pi^0$ dans le cas où un seul photon est détecté et dans le cas où les deux photons sont détectés.

2.6.2 Sélection des événements $ep \rightarrow ep\pi^0 \rightarrow ep\gamma\gamma$

Afin de déterminer le nombre $N_{\pi^0}^{2\gamma}$ pour chaque bin quadridimensionnel (Q^2 , x_B , $-t$, Φ), nous avons sélectionné les événements exclusifs $ep \rightarrow ep\pi^0$ à partir des données en appliquant un certain nombre de coupures aux événements comportant au moins un bon électron, au moins un bon proton et au moins deux bons photons. Les coupures que nous avons appliquées sont les suivantes :

- une coupure sur la masse invariante des deux photons :
 $|MI_{\gamma\gamma}| < 3 \sigma_{(MI_{\gamma\gamma})}$,
- une coupure sur la masse manquante au carré du système (e, p) :
 $|MM_{ep}^2| < 3 \sigma_{(MM_{ep}^2)}$,
- une coupure sur la masse manquante au carré du système (e, π^0) :
 $|MM_{e\pi^0}^2| < 3 \sigma_{(MM_{e\pi^0}^2)}$,
- une coupure sur l'angle entre les directions des π^0 mesuré et calculé (via la masse manquante du système (e, p)) : $\theta_{\pi^0 X} < 1,5^\circ$,

avec $\sigma_{(MI_{\gamma\gamma})}$, $\sigma_{(MM_{ep}^2)}$ et $\sigma_{(MM_{e\pi^0}^2)}$, les largeurs respectives des distributions $MI_{\gamma\gamma}$, MM_{ep}^2 et $MM_{e\pi^0}^2$, obtenues en effectuant un ajustement par une fonction gaussienne.

Ces coupures de sélection sont illustrées par la figure 2.21 représentant les différentes distributions pour les données expérimentales avant (rangée du haut) et après (rangée du milieu) les coupures, ainsi que pour les données Monte Carlo (rangée du bas).

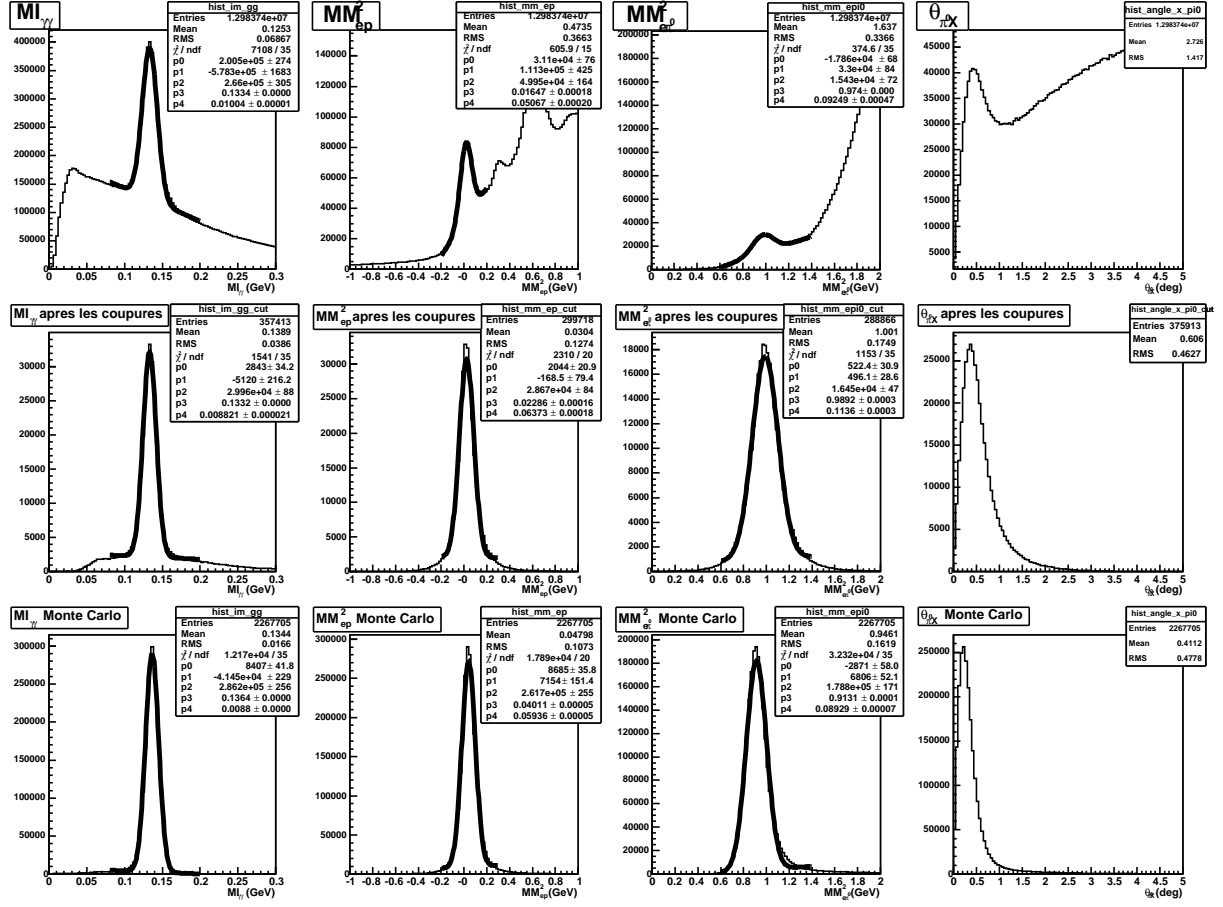


FIG. 2.21 – Distributions $MI_{\gamma\gamma}$, MM_{ep}^2 , $MM_{e\pi^0}^2$ et $\theta_{\pi^0 X}$ des données expérimentales sans (rangée du haut) et avec (rangée du milieu) les coupures de sélection $ep \rightarrow ep\pi^0$ et des données Monte Carlo (rangée du bas).

2.6.3 Calcul du rapport $\frac{Acc_{\pi^0}^{1\gamma}}{Acc_{\pi^0}^{2\gamma}}$ à l'aide de la simulation

Nous avons calculé le rapport des acceptances à l'aide de la simulation Monte-Carlo (GSIM) : nous avons généré des événements $ep \rightarrow ep\pi^0$ avec le générateur d'événements décrit dans la section 2.4.1 (celui-ci donnant également la possibilité de générer des événements $ep \rightarrow ep\pi^0$) et les avons fait passer à travers les programmes GSIM, GPP, et la réduction des données. L'acceptance étant donnée par le rapport du nombre d'événements reconstruits sur le nombre d'événements générés, ce dernier étant le même pour les deux topologies ("1 photon détecté" et "2 photons détectés"), l'équation 2.9 devient :

$$N_{\pi^0}^{1\gamma}(bin) = N_{\pi^0}^{2\gamma}(bin) \cdot \frac{Rec_{\pi^0}^{1\gamma}(bin)}{Rec_{\pi^0}^{2\gamma}(bin)} \quad (2.10)$$

où $Rec_{\pi^0}^{1\gamma}$ est le nombre d'événements $ep \rightarrow ep\pi^0$ reconstruits passés à travers les coupures de sélection $ep \rightarrow ep\gamma$, tandis que $Rec_{\pi^0}^{2\gamma}$ est le nombre d'événements $ep \rightarrow ep\pi^0$ reconstruits restants après les coupures de sélection des événements $ep \rightarrow ep\pi^0$ mentionnées ci-dessus.

Les figures 2.22, 2.23, 2.24 représentent les distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des rapports $\frac{Acc_{\pi^0}^{1\gamma}}{Acc_{\pi^0}^{2\gamma}}$ calculés “bin par bin” pour les 6 bins en $-t$.

A part quelques cinématiques autour de $\Phi = 0^\circ$, ces figures montrent que ce rapport est en général inférieur à 1, ce qui signifie qu'il est, en général, plus probable de détecter les π^0 .

2.6.4 Calcul du taux de contamination

Le taux de contamination par les π^0 dans l'échantillon d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$ est exprimé par le rapport :

$$R(bin) = \frac{N_{\pi^0}^{1\gamma}(bin)}{N_{mes}^{ep\gamma}(bin)} = \frac{N_{\pi^0}^{2\gamma}(bin)}{N_{mes}^{ep\gamma}(bin)} \cdot \frac{Acc_{\pi^0}^{1\gamma}(bin)}{Acc_{\pi^0}^{2\gamma}(bin)} \quad (2.11)$$

Les figures 2.25, 2.26, 2.27 montrent les distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des taux de contamination pour les 6 bins en $-t$. Comme on peut le constater, le taux de contamination varie fortement selon la cinématique.

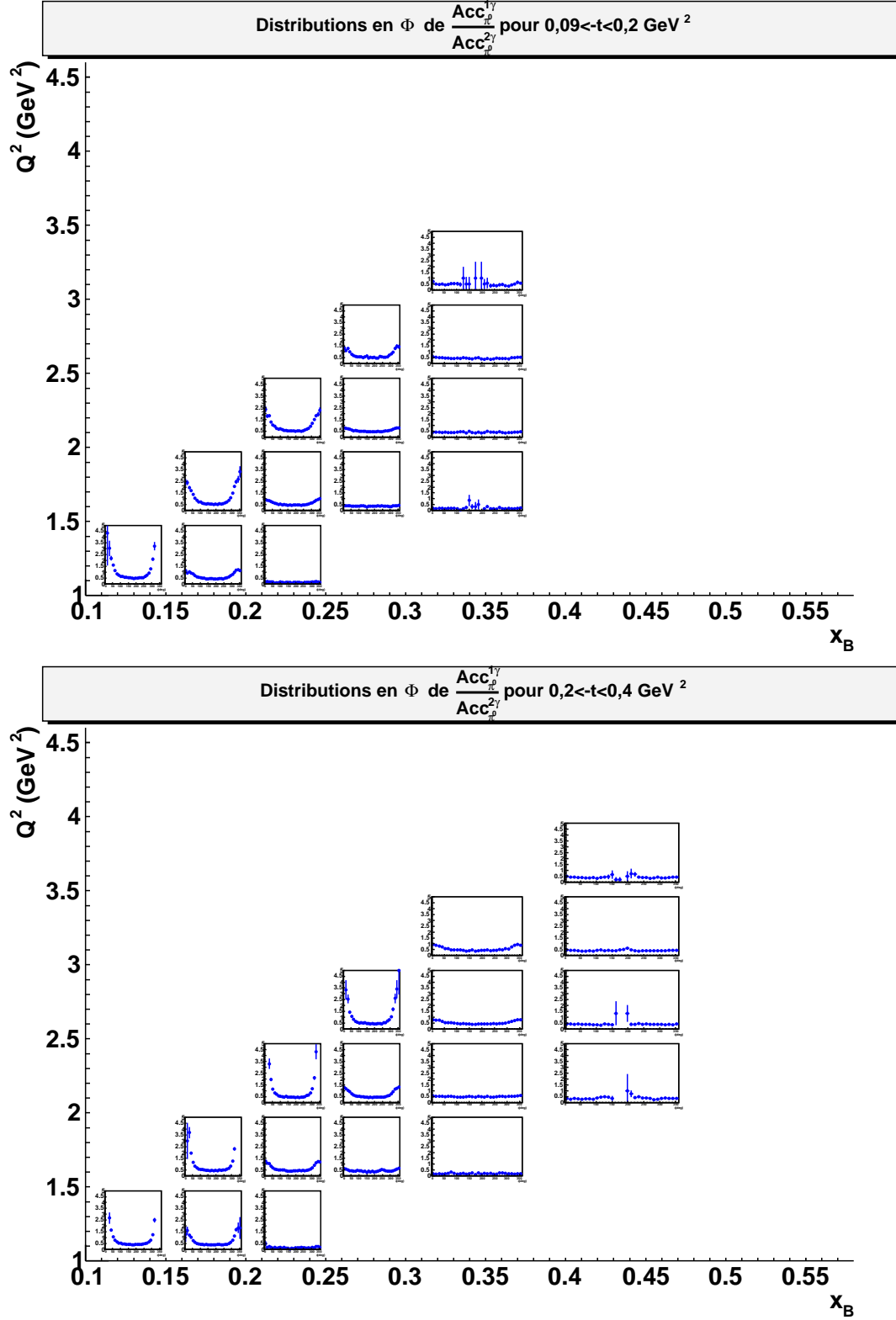


FIG. 2.22 – Distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des rapports $\frac{Acc_p^{1\gamma}}{Acc_p^{2\gamma}}$ pour $0,09 < -t < 0,2 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,2 < -t < 0,4 \text{ GeV}^2$ (en bas). *échelle linéaire commune : $[0 - 5]$.*

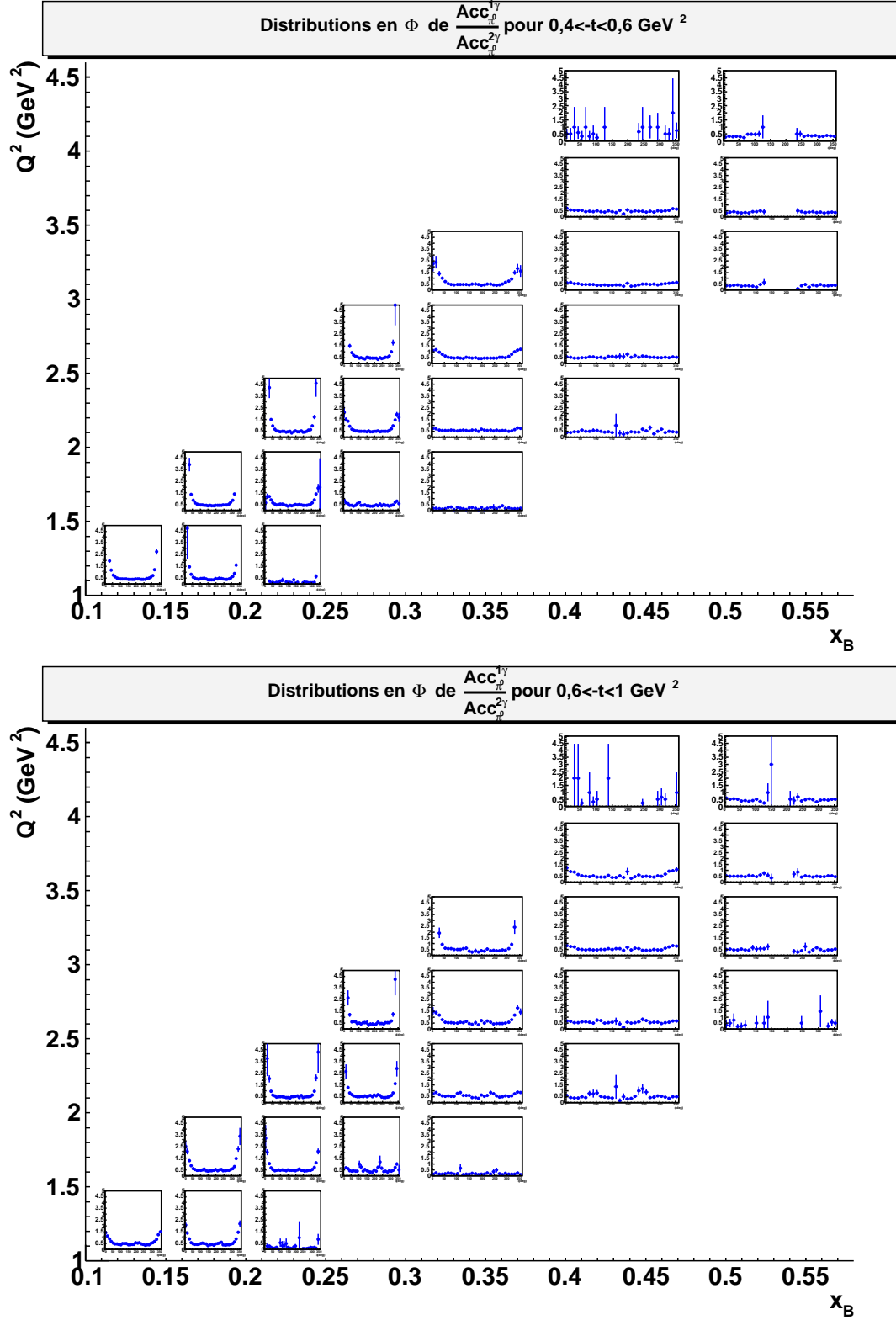


FIG. 2.23 – Distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des rapports $\frac{Acc_{\pi^0}^{1\gamma}}{Acc_{\pi^0}^{2\gamma}}$ pour $0,4 < -t < 0,6 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,6 < -t < 1 \text{ GeV}^2$ (en bas). échelle linéaire commune : $[0 - 5]$.

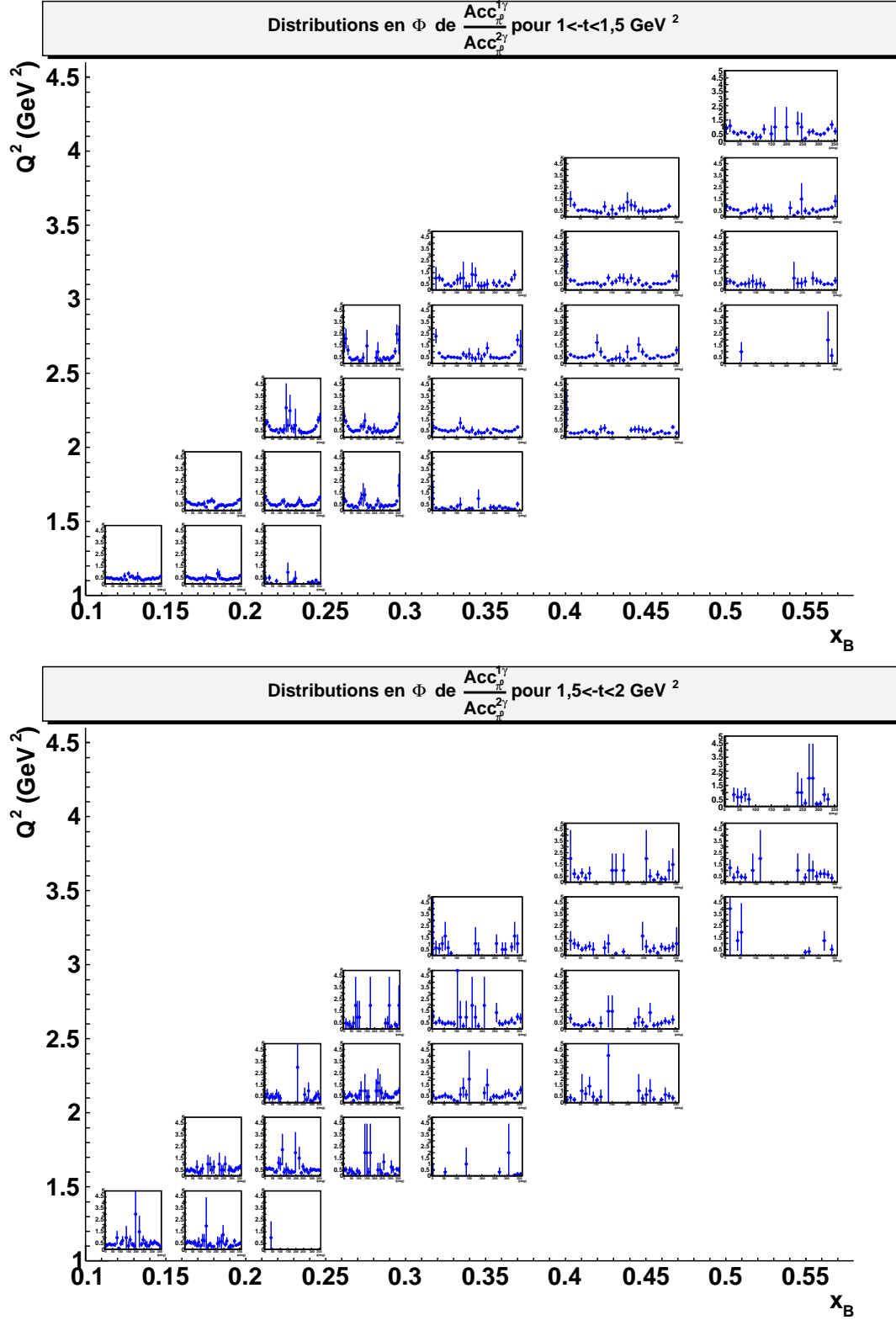


FIG. 2.24 – Distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des rapports $\frac{Acc_{\pi^0}^{1\gamma}}{Acc_{\pi^0}^{2\gamma}}$ pour $1 < -t < 1,5 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $1,5 < -t < 2 \text{ GeV}^2$ (en bas). échelle linéaire commune : $[0 - 5]$.

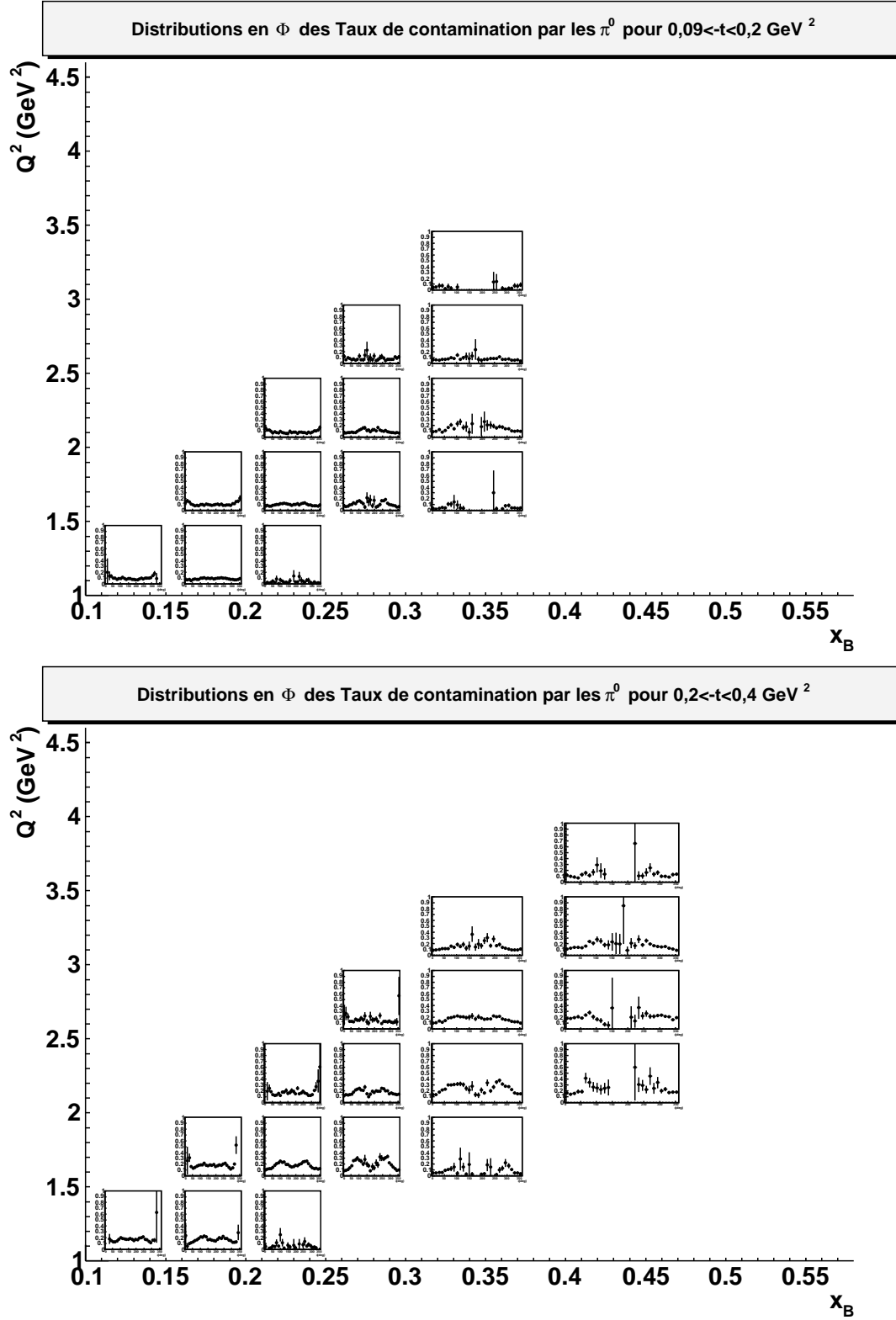


FIG. 2.25 – Distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des taux de contamination par les π^0 pour $0,09 < -t < 0,2 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,2 < -t < 0,4 \text{ GeV}^2$ (en bas). échelle linéaire commune : $[0 - 1]$.

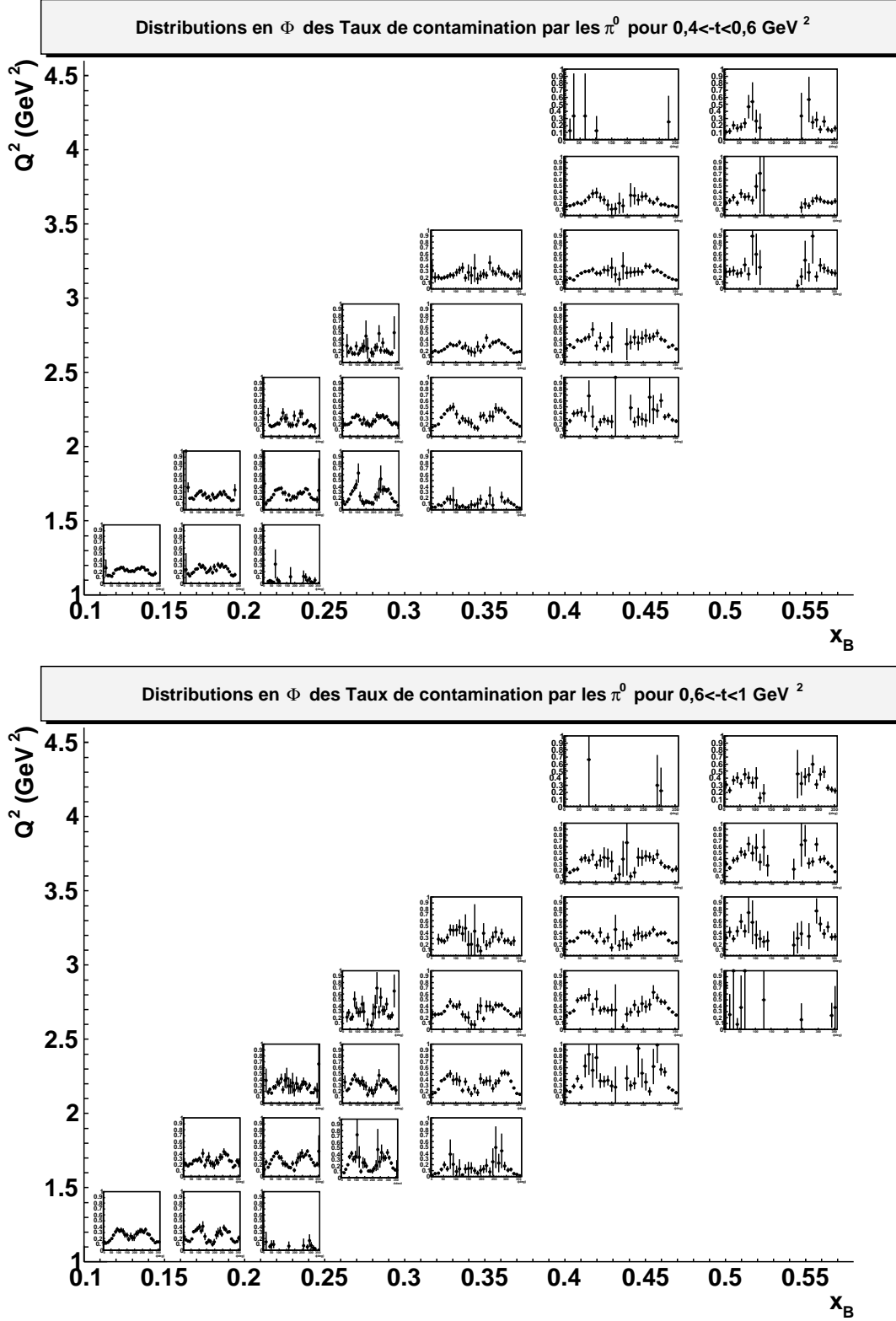


FIG. 2.26 – Distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des taux de contamination par les π^0 pour $0,4 < -t < 0,6 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,6 < -t < 1 \text{ GeV}^2$ (en bas). échelle linéaire commune : $[0 - 1]$.

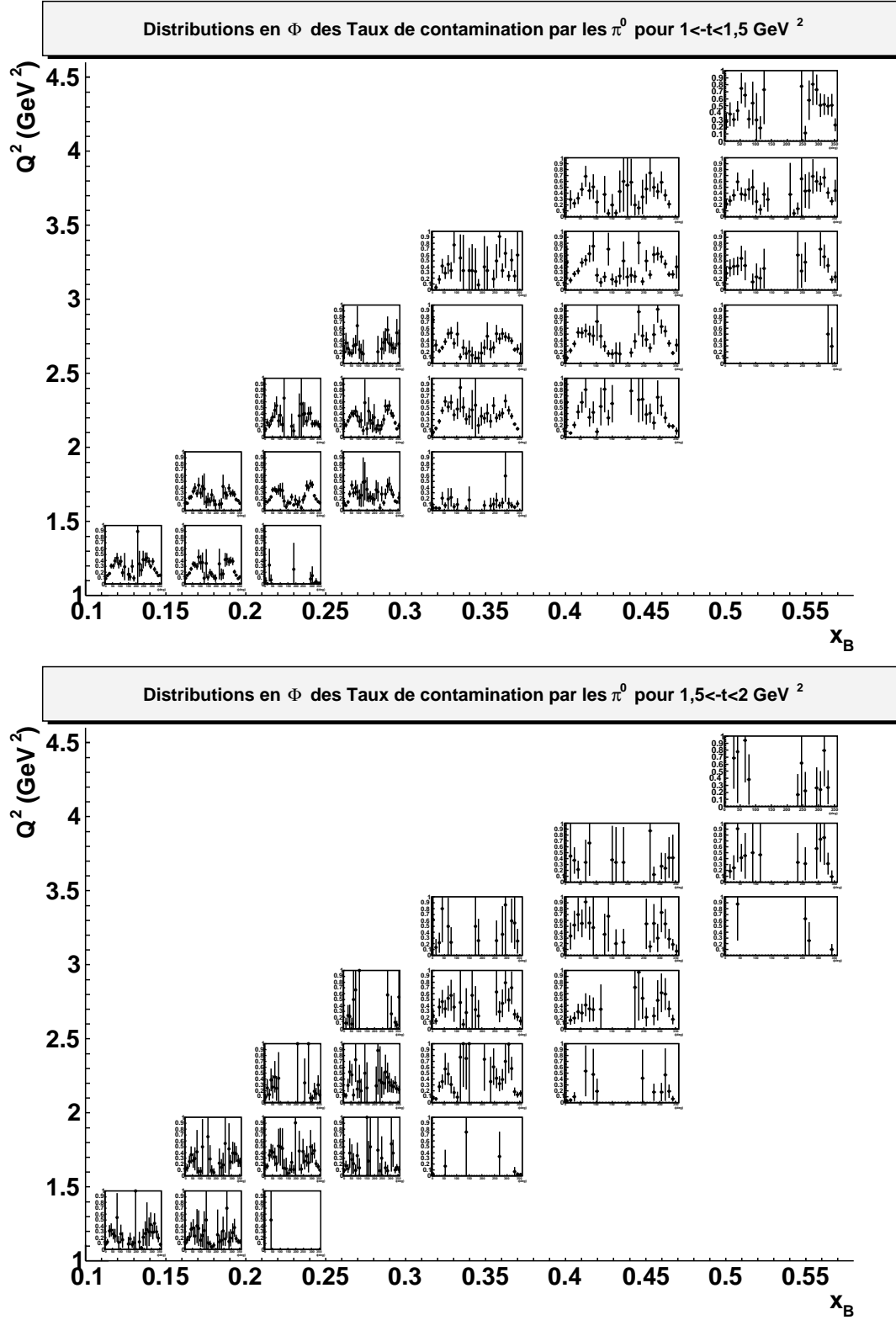


FIG. 2.27 – Distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des taux de contamination par les π^0 pour $1 < -t < 1,5 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $1,5 < -t < 2 \text{ GeV}^2$ (en bas). échelle linéaire commune : $[0 - 1]$.

2.7 Détermination de la luminosité intégrée

La prochaine étape de la normalisation de la section efficace $ep \rightarrow ep\gamma$ est de diviser le nombre de fois où l'électron du faisceau a interagi avec la cible selon la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ par la luminosité intégrée. Cette dernière est définie de la manière suivante :

$$L_{int} = n_{target} \int_{T_{acquisition}} \frac{dN_e}{dt} dt = n_{target} \frac{Q_{int}}{q_e} \quad (2.12)$$

avec :

- n_{target} le nombre d'atomes par cm^2 dans la cible,
- $\frac{dN_e}{dt}$ le flux d'électrons,
- $T_{acquisition}$ la durée de l'acquisition,
- Q_{int} la charge intégrée sur la durée $T_{acquisition}$,
- q_e la charge de l'électron.

La détermination de la charge intégrée Q_{int} est décrite dans la section suivante.

2.7.1 Mesure de la charge intégrée

La mesure de la charge du faisceau est réalisée à l'aide de la cage de Faraday située 29 mètres derrière le détecteur CLAS. Cette cage de Faraday est constituée de 4000 kg de plomb, correspondant à 75 longueurs de radiations, et permet de collecter la charge accumulée avec une efficacité proche de 100%.

L'information fournie par la cage de Faraday, une fois digitalisée, est transférée en deux niveaux :

- la quantité FC : la charge totale incidente sur la cible,
- la quantité FCG : la charge incidente uniquement lorsque le système d'acquisition est actif.

L'information qui nous intéresse pour la normalisation de la section efficace est la quantité FCG qui tient compte du temps mort de l'acquisition des données. Au cours de cette dernière, la lecture de cette information FCG est déclenchée toutes les 10 secondes par le système d'acquisition. Lors de la réduction des données, cette information est stockée événement par événement dans la variable nommée fcg . Considérons une lecture de l'information de la cage de Faraday, présentant la valeur $fcg = Q_i$, et la suivante, montrant la valeur $fcg = Q_f$. Les événements enregistrés entre ces deux lectures successives constituent une tranche d'événements "équi-charge" et la variable fcg sera pour tous ces événements égale à Q_i .

La charge intégrée est déterminée en effectuant la somme des quantités $Q_f - Q_i$ pour toutes les tranches d'événements "équi-charge". Cependant, dans le cas de certaines tranches, l'information $Q_f - Q_i$ n'est pas précise. En effet, la lecture de l'information de la cage de Faraday n'étant pas synchronisée avec le début des enregistrements, cette

information est incertaine pour les premiers et derniers événements de chaque enregistrement. De même, les fichiers constituant chaque enregistrement étant réduits séparément, l'information au début et à la fin de chaque fichier est également incertaine.

Pour déterminer la charge intégrée, nous utilisons l'échantillon de données dont nous disposons avant l'identification des particules, c.-à-d. des fichiers filtrés '*ep*', ne contenant que des événements comportant au moins un électron et un proton, identifiés par le programme de réduction des données. En fait, que l'on prenne les fichiers filtrés '*ep*' ou les fichiers ne contenant que des événements $ep \rightarrow ep\gamma$, cela importe peu. Les tranches d'événements "équi-charge" restent inchangées, et la seule différence est leur niveau de population. Par ailleurs, un numéro est attribué à chaque tranche d'événements et les événements eux-mêmes sont étiquetés par un numéro.

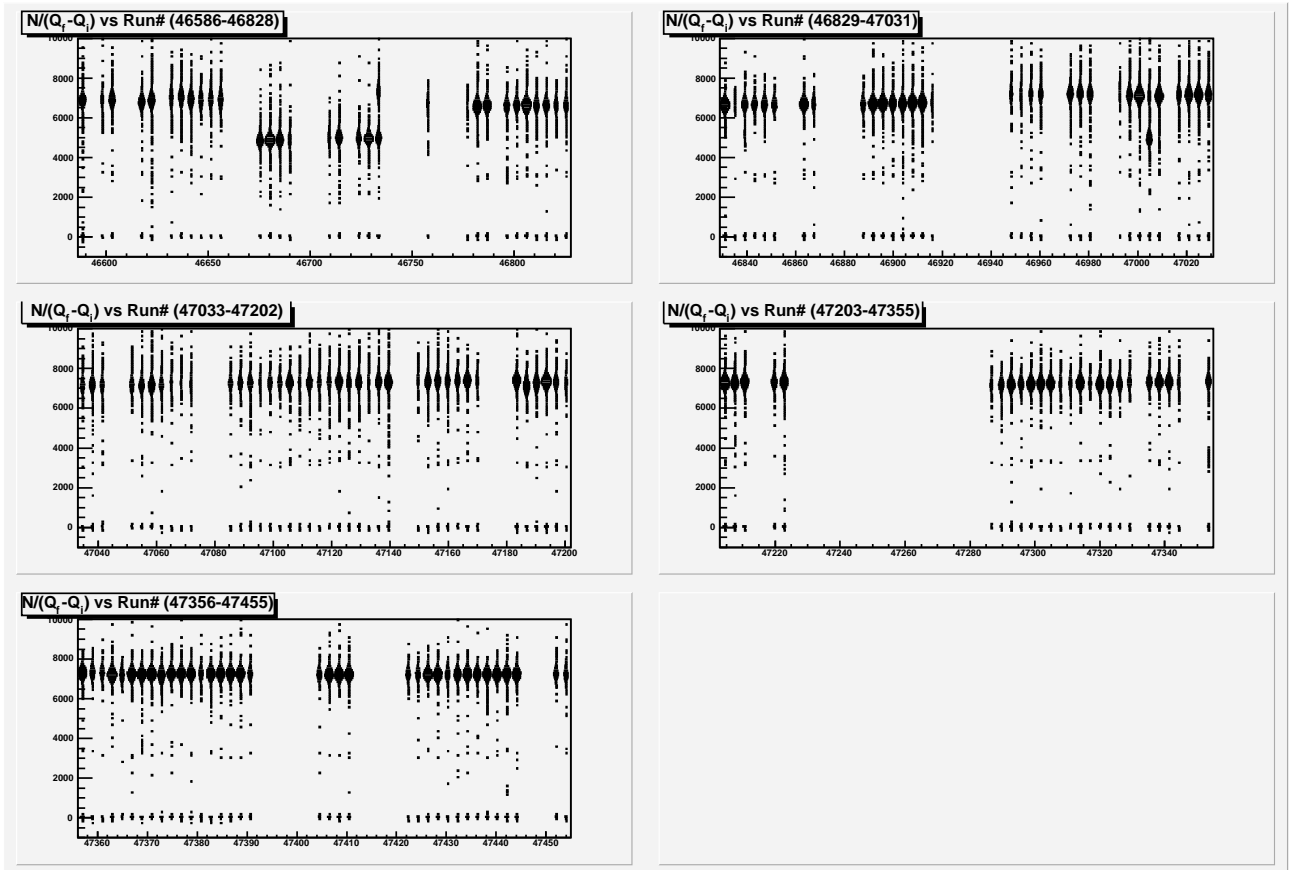


FIG. 2.28 – Distribution $N_{epX}/(Q_f - Q_i)$ en fonction du numéro d'enregistrement, pour l'ensemble du *run* e1-DVCS.

Afin d'identifier les tranches d'événements "équi-charge" incertaines, on représente, sur la figure 2.28, le nombre d'événements dans chaque tranche, N_{epX} , normalisé par la quantité $Q_f - Q_i$, en fonction du numéro d'enregistrement, pour l'ensemble du *run* e1-DVCS.

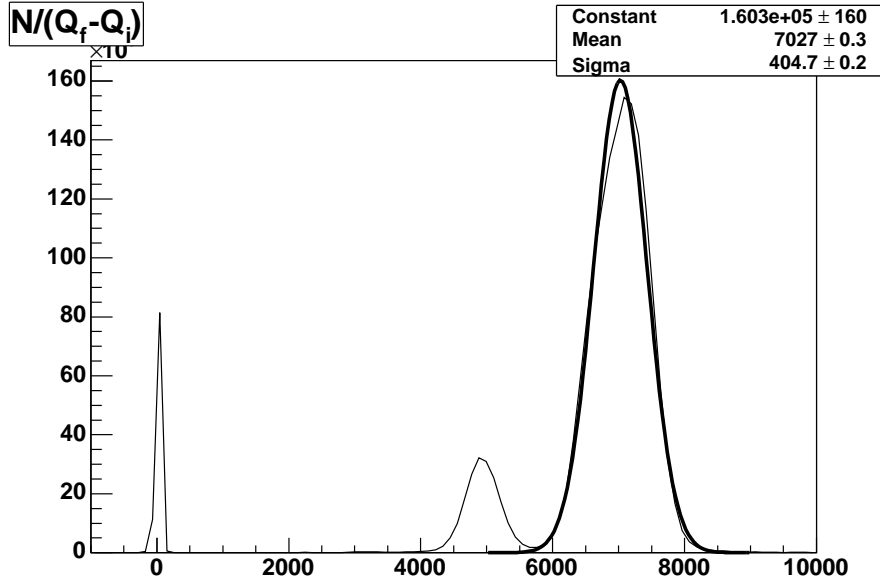


FIG. 2.29 – Distribution $N_{epX}/(Q_f - Q_i)$ pour l'ensemble des enregistrements du *run* e1-DVCS.

La figure 2.29 représente la projection sur l'axe des ordonnées de la distribution précédente, soit la quantité $N_{epX}/(Q_f - Q_i)$. Nous constatons que la valeur moyenne se situe autour de 7000. Nous distinguons clairement un pic entre 4000 et 6000. Ce pic est dû à une importante perte d'efficacité dans les chambres à dérive survenue au cours de la prise des données. Nous n'avons pas éliminé les tranches d'événements correspondant à ce pic car le programme GPP a pris en compte cette perte d'efficacité pour la reproduire dans les données simulées. Nous nous contentons alors d'éliminer les tranches d'événements qui sont à l'origine du pic situé autour de 0. Afin d'éliminer ces tranches incertaines, nous appliquons alors la coupure $N_{epX}/(Q_f - Q_i) > 500$, et ceci aussi bien pour la mesure du nombre d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$ que pour la détermination de la charge intégrée, de manière à éliminer les mêmes tranches d'événements de chaque côté.

Après élimination des tranches d'événements “équi-charge” incertaines, la somme des quantités $Q_f - Q_i$ donne la valeur de la charge intégrée : $Q_{int} = 50101 \times 10^{-6}$ C.

2.7.2 Calcul de la luminosité intégrée

Le nombre d'atomes par cm^2 dans la cible, n_{target} , introduit équation 2.12, est estimé en fonction des caractéristiques de la cible de la manière suivante :

$$n_{target} = \frac{l_{target} \cdot \rho_{target} \cdot N_A}{M_H} \quad (2.13)$$

avec :

- l_{target} : la longueur de la cible,
- ρ_{target} : la densité de la cible (densité de l'hydrogène),
- N_A : la constante d'Avogadro,
- M_H : la densité molaire de l'hydrogène.

L'équation 2.12 devient alors :

$$L_{int} = \frac{l_{target} \cdot \rho_{target} \cdot N_A}{M_H} \cdot \frac{Q_{int}}{q_e} \quad (2.14)$$

avec :

$l_{target}=2,5$ cm, $\rho_{target}=0,0708$ g.cm⁻¹, $N_A = 6,022 \times 10^{23}$ mol⁻¹,
 $M_H = 1$ g.mol⁻¹, $Q_{int} = 50101 \times 10^{-6}$ C, et $q_e = 1,602 \times 10^{-19}$ C.

La luminosité intégrée vaut alors :

$$L_{int} = 3,33 \times 10^{40} \text{ cm}^{-2} \quad (2.15)$$

2.8 Corrections radiatives

Dû à la faiblesse de la constante de couplage électromagnétique $\alpha_{QED} \approx \frac{1}{137}$, les processus gouvernés par la QED peuvent être calculés par la théorie des perturbations. Ceci signifie que les processus pour lesquels il y a un minimum de couplages/vertex électrons-photons sont dominants. Pour les réactions de diffusion d'électrons qui nous concernent particulièrement ici, cela revient à dire que le diagramme d'échange d'un photon, premier ordre de la théorie (terme de Born), est le principal mécanisme d'interaction.

Les corrections radiatives consistent à prendre en compte les diagrammes d'ordre suivant. En effet, la section efficace mesurée expérimentalement contient tous les ordres de la théorie des perturbations et inclut les processus où des photons réels ou virtuels sont émis par les particules chargées participant à la réaction. Quand on va comparer nos résultats expérimentaux, nous allons le faire avec les termes de Born théoriques (diagrammes du "sac à main"). Il faut donc corriger les données expérimentales de ces ordres supérieurs (ou, alternativement, ajouter ces termes d'ordre supérieur au termes de Born théoriques).

Ce type de corrections est très bien maîtrisé et quantifié dans le cas de la diffusion élastique électron-proton. Elles s'avèrent être de l'ordre de 15 à 25% selon la cinématique et ne sont donc pas négligeables (voir référence [50] pour les premiers travaux originaux concernant ce processus). Ces corrections interviennent au niveau des lignes des électrons (incident et sortant) et du propagateur du photon où elles sont indépendantes de modèle, purement prédites par QED. Elles interviennent également au niveau des lignes du proton où elles dépendent alors de la structure particulière du proton. Ces dernières sont donc dépendantes de modèle mais s'avèrent en fin de compte relativement négligeables car la probabilité pour une particule de rayonner un photon est inversement proportionnelle à sa masse. Par conséquent, les corrections radiatives au niveau des lignes hadroniques sont typiquement de l'ordre de 1% comparées à celles des lignes des électrons.

Pour les processus autres que la diffusion élastique électron-proton (par exemple, l'électroproduction exclusive de mésons), on fait donc généralement l'approximation d'appliquer les corrections uniquement au niveau des lignes des électrons.

C'est ce que nous allons faire pour le cas de la Diffusion Compton profondément virtuelle, c.-à-d. ne considérer les corrections radiatives qu'au niveau des lignes d'électrons. Ces formules pour le processus $ep \rightarrow ep\gamma$, qui contient le DVCS et le BH, ont été dérivées par M. Vanderhaeghen *et al.* [51].

On considère essentiellement trois sortes de mécanismes :

- les corrections de “vertex” : émission d'un photon virtuel par une ligne d'électrons et réabsorption par l'autre ligne d'électron (ou la même, on parle alors plutôt de “self-energy” de l'électron),
- les corrections “de vide” : le photon virtuel échangé fluctue en une paire électron-positron,
- les corrections “réelles” : émission d'un photon réel par l'électron incident ou sortant.

La figure 2.30 illustre ces processus pour le cas de la diffusion élastique (il y a bien plus de diagrammes pour le cas de la diffusion Compton virtuelle et ils ne sauraient être représentés en une seule et simple figure ; voir les figures 2 et 3 de la référence [51] pour la topologie complète). Les deux premiers processus listés (corrections de vertex et vide) produisent le même état final que le DVCS et le BH ($ep\gamma$). Ils interfèrent donc de façon cohérente avec les termes de Born et ils changent la normalisation de la section efficace. Le troisième processus mène à un état final différent ($ep\gamma\gamma_{rad}$) car il y a un photon réel supplémentaire (γ_{rad}). Il interfère par conséquent de façon incohérente. Il change aussi la normalisation de la section efficace et a l'effet supplémentaire de changer aussi la cinématique de la réaction car l'énergie emportée par le photon supplémentaire est soustraite de celle de l'électron (incident ou sortant) qui l'a rayonné. Q^2 et x_B s'en trouvent donc changés. Ce dernier mécanisme est à l'origine de ce qui est communément appelé la “queue radiative” que l'on observe dans un bilan d'énergie typique ou une masse manquante et qui déforme asymétriquement les distributions correspondantes, généralement gaussiennes sans cet effet radiatif.

Les trois processus sont indissociables car leur somme annule leurs divergences respectives. Cette annulation des divergences est l'essence du concept de la renormalisation, qui est un grand succès de la QED.

M. Vanderhaeghen *et al.* [51] ont montré que les trois mécanismes pouvaient être pris en compte dans la formule analytique :

$$\sigma_{exp} = \sigma_{Born} \times \left[\frac{e^{\delta_{vertex} + \delta_{reel}}}{(1 - \frac{1}{2}\delta_{vide})^2} \right] \quad (2.16)$$

avec :

$$\delta_{vide} = \frac{2\alpha}{3\pi} \left[\ln\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right) - \frac{5}{3} \right] \quad (2.17)$$

$$\delta_{vertex} = \frac{\alpha}{\pi} \left[\frac{3}{2} \ln\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right) - 2 - \frac{1}{2} \ln^2\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right) + \frac{\pi^2}{6} \right] \quad (2.18)$$

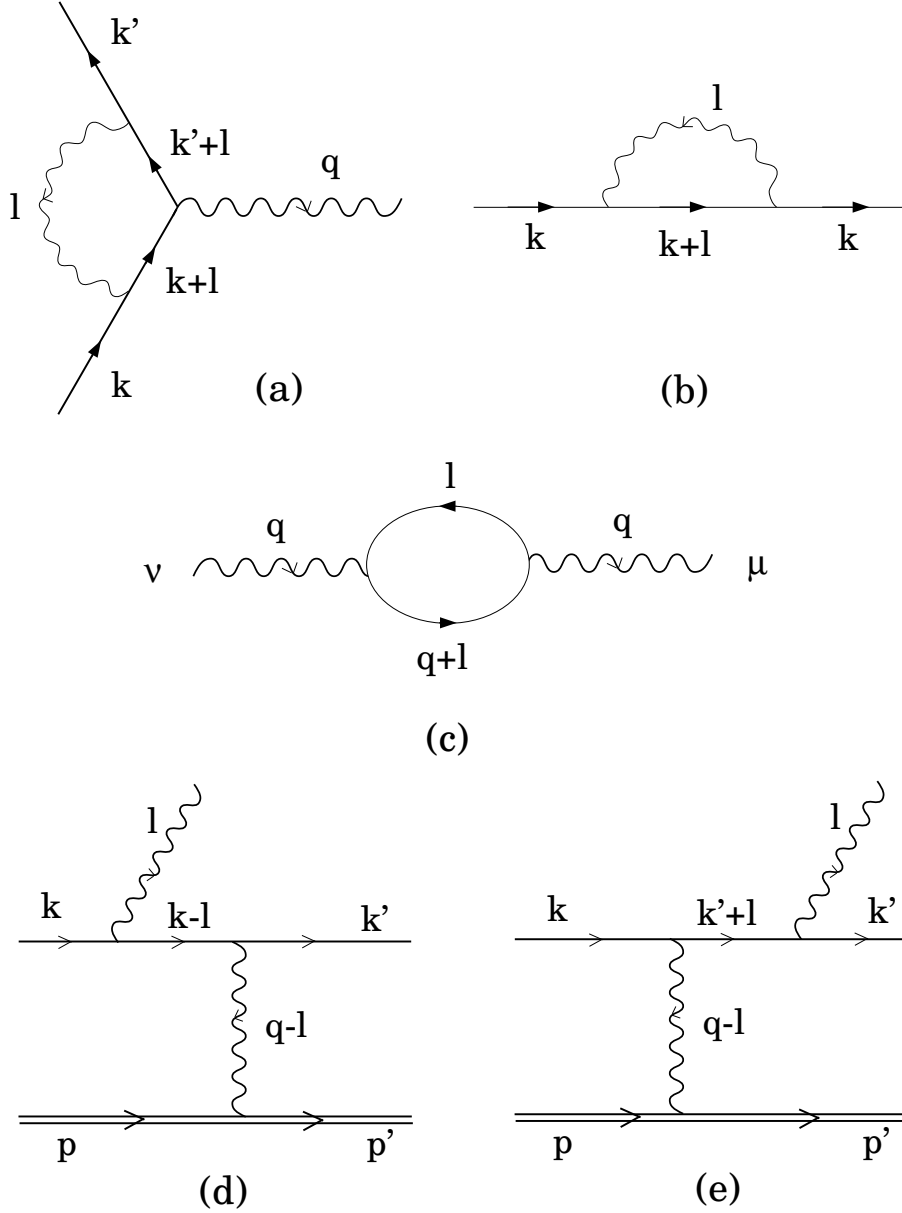


FIG. 2.30 – Pour le cas de la diffusion élastique proton-nucléon, illustration des processus contribuant aux corrections radiatives virtuelles et réelles : (a) et (b) correction de “vertex” (incluant la contribution de la “self-energy” de l’électron), (c) fluctuation du photon, (d) et (e) émission d’un photon réel (mou) par l’électron incident ou sortant. La figure est tirée de la référence [51].

$$\delta_{reel} = \frac{\alpha}{\pi} \left\{ \ln\left(\frac{(\Delta E)^2}{EE'}\right) \left[\ln\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right) - 1 \right] - \frac{1}{2} \ln^2\left(\frac{E}{E'}\right) + \frac{1}{2} \ln^2\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right) - \frac{\pi^2}{3} + S_p(\cos^2 \frac{\theta_e}{2}) \right\} \quad (2.19)$$

où E , E' , θ_e et ΔE sont, respectivement, l'énergie du faisceau, l'énergie de l'électron diffusé, l'angle polaire de l'électron diffusé et l'énergie maximale du photon réel radiatif "supplémentaire" (pour être complet, la fonction de Spence est définie telle que : $Sp(x) \equiv -\int_0^x dt \frac{\ln(1-t)}{t}$).

ΔE est une coupure qui représente le fait que, généralement, dans une analyse, on ne prend pas en compte tous les événements de la queue radiative, on en "coupe". Par exemple, dans notre cas, nous effectuons une coupure sur la masse manquante $M(epX)$: $|M^2(epX)| < 0,3 \text{ GeV}^2$ (notons que nous n'effectuons pas de coupure sur le bilan d'énergie de la réaction $E_e + m_p - E'_e - E'_\gamma - E'_p$). Une certaine fraction d'événements se trouve par conséquent rejetée. La partie de cette fraction d'événements rejetée qui correspond à l'effet radiatif (la queue radiative) peut être évaluée exactement et c'est ce que représente la dépendance en ΔE du terme δ_{reel} . Si nous avons pris une autre valeur de la coupure sur $M(epX)$, par exemple $0,25 \text{ GeV}^2$, nous aurions intégré dans notre analyse moins d'événements et la valeur de notre section efficace (incluant les effets radiatifs) s'en serait donc trouvée changée. Cependant, en parallèle, la correction δ_{reel} , qui dépend de la valeur de la coupure (à travers ΔE dans la formule 2.19) se serait trouvée également changée. Et ce, de telle façon qu'il y aurait eu une compensation exacte donnant, en définitive, l'extraction de la même section efficace de Born.

Pour évaluer les corrections dues aux effets radiatifs réels, nous appliquons donc la formule 2.19. Il est important de noter que les quantités entrant dans cette formule sont définies dans le référentiel du centre de masse du système $\gamma + \gamma_{rad}$. Ceci signifie par exemple que notre coupure $|M^2(epX)| < 0,3 \text{ GeV}^2$ correspond à une valeur de $\Delta E = 0,27 \text{ GeV}$ ($\Delta E = \frac{M(epX)}{2}$, formule (68) de la référence [51] par exemple). Dans l'approximation de la diffusion élastique que nous avons adoptée, les corrections radiatives ne dépendent que de Q^2 .

$\langle Q^2 \rangle (\text{GeV}^2)$	$\delta_{vide}(\%)$	$\delta_{vertex}(\%)$	$\delta_{reel}(\%)$	corr.tot.	F_{rad}
1,25	2,61	-22,2	7,11	0,870	1,149
1,75	2,71	-23,3	8,04	0,867	1,153
2,25	2,78	-24,1	8,80	0,865	1,156
2,75	2,85	-24,8	9,48	0,864	1,158
3,25	2,90	-25,4	10,10	0,862	1,160
3,75	2,94	-25,9	10,69	0,860	1,162
4,3	2,98	-26,4	11,31	0,859	1,164

TAB. 2.2 – Valeurs des corrections radiatives calculées pour les valeurs centrales de Q^2 de nos *bins*.

Le tableau 2.2 présente les valeurs des corrections radiatives que nous avons obtenues, avec une énergie de faisceau de 5,776 GeV, pour les valeurs centrales de Q^2 de nos *bins*. Par “corr.tot.”, nous entendons la correction totale, c.-à-d. tout le facteur qui multiplie σ_{Born} dans l’équation 2.16.

La correction totale est inférieure à 1, ce qui indique que l’inclusion des corrections radiatives diminue la section efficace de Born. Par conséquent, nos données expérimentales, qui incluent ces effets radiatifs par défaut, doivent être corrigées à la hausse pour pouvoir être comparées à une section efficace de Born théorique, et en particulier, aux calculs basés sur les diagrammes du “sac à main”.

Le facteur F_{rad} que nous devons utiliser pour la normalisation de la section efficace est alors obtenu de la manière suivante : $F_{rad} = \frac{1}{corr.tot.}$.

De ces chiffres, on tire la conclusion générale que les corrections virtuelles fournissent la contribution principale de la correction, relativement atténuée par les contributions réelles.

2.9 Correction d’hypervolume de *bin*

Afin d’obtenir la section efficace différentielle pour chaque *bin* quadridimensionnel ($Q^2, x_B, -t, \Phi$), nous divisons la section efficace totale dans le *bin* par sa taille, soit par $\Delta Q^2 \Delta x_B \Delta t \Delta \Phi$. Mais comme cela a été expliqué dans la section 2.4.3, notre analyse s’effectue non pas en considérant les *bins* entiers mais des *bins* “réduits”, délimités par les limites de notre dispositif de détection et par les coupures de sélection que nous appliquons pour sélectionner les événements $ep \rightarrow ep\gamma$. En effet, dans toute l’analyse, nous avons coupé la fraction de chaque *bin* qui se situe à l’extérieur de ces limites et coupures.

Par conséquent, pour normaliser la section efficace, il ne faut pas diviser par la taille du *bin* entier mais par celle du *bin* “réduit”. Il faut effectuer une correction d’hypervolume de *bin* (on parle d’hypervolume car nos *bins* sont quadridimensionnels). Si nous définissons V comme la taille du *bin* quadridimensionnel ($V = \Delta Q^2 \Delta x_B \Delta t \Delta \Phi$) et V' la taille du *bin* “réduit”, alors nous avons :

$$V' = V \cdot F_{vol.corr.} \quad (2.20)$$

avec $F_{vol.corr.}$ le facteur de correction d’hypervolume de *bin*, et tel que $V' \leq V$.

La méthode que nous employons pour calculer les facteurs de correction d’hypervolume de *bin* pour tous nos *bins* quadridimensionnels est la suivante. Nous divisons chaque *bin* en sous-hypervolumes, en divisant par 30 la largeur selon chaque variable ($Q^2, x_B, -t, \Phi$), ce qui nous donne un nombre total de sous-hypervolumes $N_{total} = 30 \times 30 \times 30 \times 30 = 810.000$ à l’intérieur de chaque *bin* quadridimensionnel. Puis, nous paramétrisons toutes les limites et coupures délimitant nos *bins* “réduits” à partir des 4 variables $Q^2, x_B, -t$ et Φ et nous calculons, à l’intérieur de chaque *bin* quadridimensionnel, le nombre de sous-hypervolumes qui se situent à l’intérieur du *bin* “réduit”, c.-à-d. à l’intérieur des limites et coupures définies par notre paramétrisation. Le facteur de correction d’hypervolume de *bin* est alors

obtenu en calculant le rapport du nombre de sous-hypervolumes se situant à l'intérieur du *bin* “réduit” sur le nombre total de sous-hypervolumes.

Voici la liste des limites et coupures délimitant les *bins* “réduits” (se reporter aux explications données dans la section 2.4.3) :

- $\theta_\gamma > 1,95^\circ$ et $\theta_{e\gamma} > 1,95^\circ$,
- $-t > t_{min}$,
- $\theta_\gamma > 4,5^\circ$,
- $\theta_e > 21^\circ$,
- $\theta_e < 45^\circ$,
- $W > 2 \text{ GeV}$,
- $p_e > 0,8 \text{ GeV}/c$.

Dans certains rares cas, les valeurs de $F_{vol.corr.}$ que nous avons calculées sont inférieures à 0,005, ce qui signifierait que la taille du *bin* “réduit” représenterait moins de 0,5% de celle du *bin* entier. Considérant que ces valeurs inférieures à 0,005 sont peu fiables, nous avons décidé de supprimer les *bins* correspondants de notre analyse.

Le tableau 2.3 présente un exemple, de valeurs du facteur de correction d'hypervolume de *bin*. Ces valeurs correspondent aux 30 *bins* en Φ pour lesquels nous avons :

- $1 < Q^2 < 1,5 \text{ GeV}^2$,
- $0,1 < x_B < 0,15$,
- $0,09 < -t < 0,2 \text{ GeV}^2$.

Nous constatons que les 3 premiers et 3 derniers *bins* de ce tableau montrent des valeurs pour $F_{vol.corr.}$ inférieures à 0,005. Ces *bins* sont alors écartés de notre analyse, considérant que ces valeurs ne sont pas suffisamment fiables.

Les figures 2.31, 2.32, 2.33 représentent les distributions en Φ , dans le plan (Q^2, x_B) , des facteurs de correction d'hypervolume de *bin* $F_{vol.corr.}$ pour les 6 *bins* en $-t$.

bin en Φ	nombre total de sous-hypervolumes	nombre de sous-hypervolumes à l'intérieur des limites et coupures	Facteur de correction d'hypervolume de bin $F_{vol.corr.}$
$0^\circ < \Phi < 12^\circ$	810000	0	0
$12^\circ < \Phi < 24^\circ$	810000	49	6.04938e-05
$24^\circ < \Phi < 36^\circ$	810000	2246	0.00277284
$36^\circ < \Phi < 48^\circ$	810000	34238	0.0422691
$48^\circ < \Phi < 60^\circ$	810000	120540	0.148815
$60^\circ < \Phi < 72^\circ$	810000	196094	0.242091
$72^\circ < \Phi < 84^\circ$	810000	208769	0.25774
$84^\circ < \Phi < 96^\circ$	810000	208800	0.257778
$96^\circ < \Phi < 108^\circ$	810000	208800	0.257778
$108^\circ < \Phi < 120^\circ$	810000	208800	0.257778
$120^\circ < \Phi < 132^\circ$	810000	208800	0.257778
$132^\circ < \Phi < 144^\circ$	810000	208800	0.257778
$144^\circ < \Phi < 156^\circ$	810000	208800	0.257778
$156^\circ < \Phi < 168^\circ$	810000	208800	0.257778
$168^\circ < \Phi < 180^\circ$	810000	208800	0.257778
$180^\circ < \Phi < 192^\circ$	810000	208800	0.257778
$192^\circ < \Phi < 204^\circ$	810000	208800	0.257778
$204^\circ < \Phi < 216^\circ$	810000	208800	0.257778
$216^\circ < \Phi < 228^\circ$	810000	208800	0.257778
$228^\circ < \Phi < 240^\circ$	810000	208800	0.257778
$240^\circ < \Phi < 252^\circ$	810000	208800	0.257778
$252^\circ < \Phi < 264^\circ$	810000	208800	0.257778
$264^\circ < \Phi < 276^\circ$	810000	208800	0.257778
$276^\circ < \Phi < 288^\circ$	810000	208769	0.25774
$288^\circ < \Phi < 300^\circ$	810000	196094	0.242091
$300^\circ < \Phi < 312^\circ$	810000	120540	0.148815
$312^\circ < \Phi < 324^\circ$	810000	34238	0.0422691
$324^\circ < \Phi < 336^\circ$	810000	2246	0.00277284
$336^\circ < \Phi < 348^\circ$	810000	49	6.04938e-05
$348^\circ < \Phi < 360^\circ$	810000	0	0

TAB. 2.3 – Exemple : valeurs des facteurs de correction d'hypervolume de bin $F_{vol.corr.}$ pour les 30 $bins$ quadridimensionnels tels que : $0,09 < -t < 0,2 \text{ GeV}^2$, $1 < Q^2 < 1,5 \text{ GeV}^2$, $0,1 < x_B < 0,15$. $F_{vol.corr.}$ est obtenu en calculant le rapport du nombre de sous-hypervolumes situés à l'intérieur des limites et coupures définies par notre paramétrisation sur le nombre total de sous-hypervolumes dans le bin quadridimensionnel. On constate que les valeurs $F_{vol.corr.}$ pour les 3 premiers et 3 derniers $bins$ de ce tableau sont en-dessous du seuil de 0,005 que nous avons imposé (c.-à-d. moins de 0,5% de l'ensemble des sous-hypervolumes). Nous jugeons ces valeurs peu fiables et supprimons ces $bins$ de notre analyse.

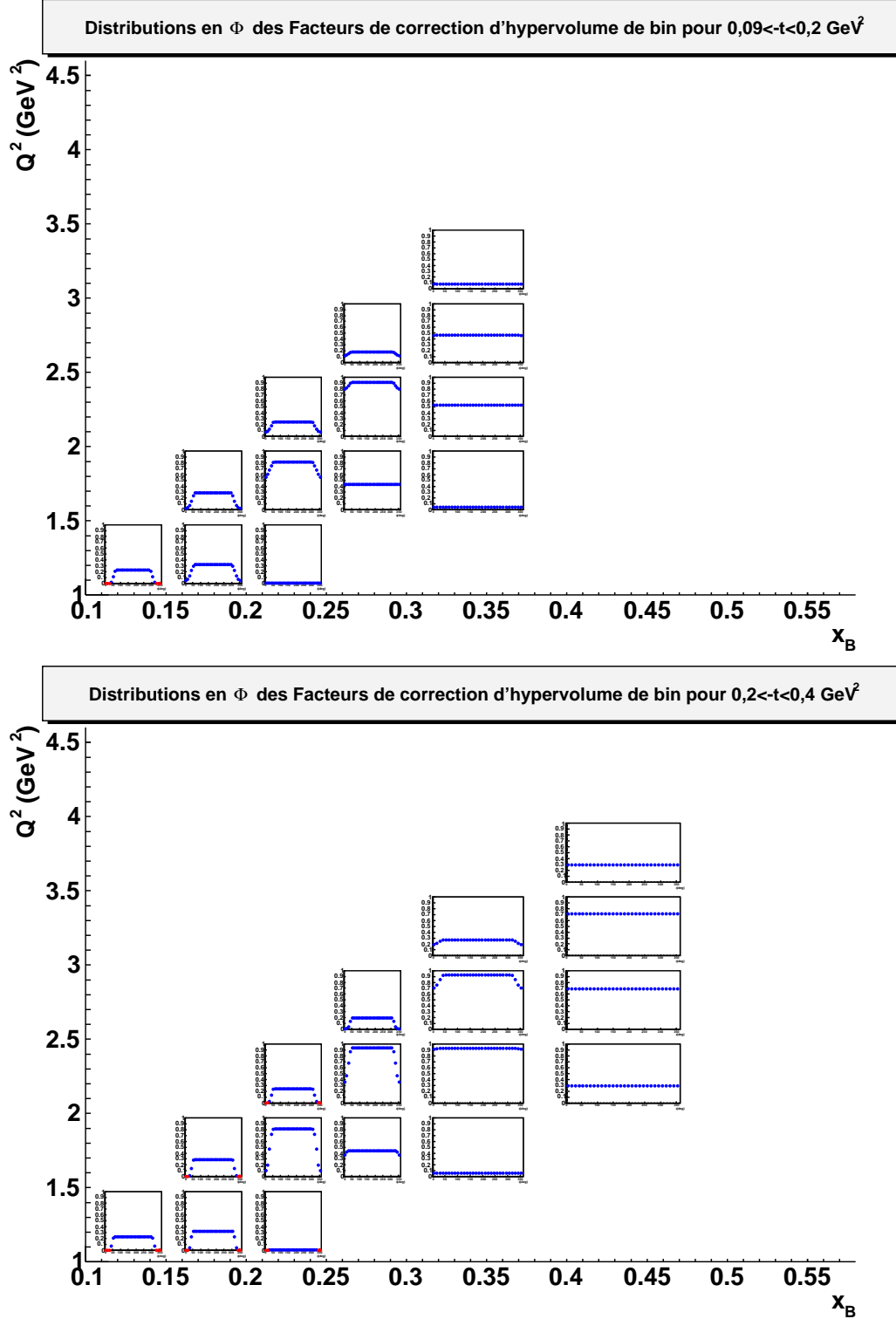


FIG. 2.31 – Distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des facteurs de correction d'hypervolume de *bin*, $F_{vol.corr.}$, pour $0,09 < -t < 0,2 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,2 < -t < 0,4 \text{ GeV}^2$ (en bas). Les points rouges correspondent aux cas où $F_{vol.corr.} < 0,005$ et indiquent par conséquent les *bins* qui sont supprimés de notre analyse. *échelle linéaire commune* : $[0 - 1]$.

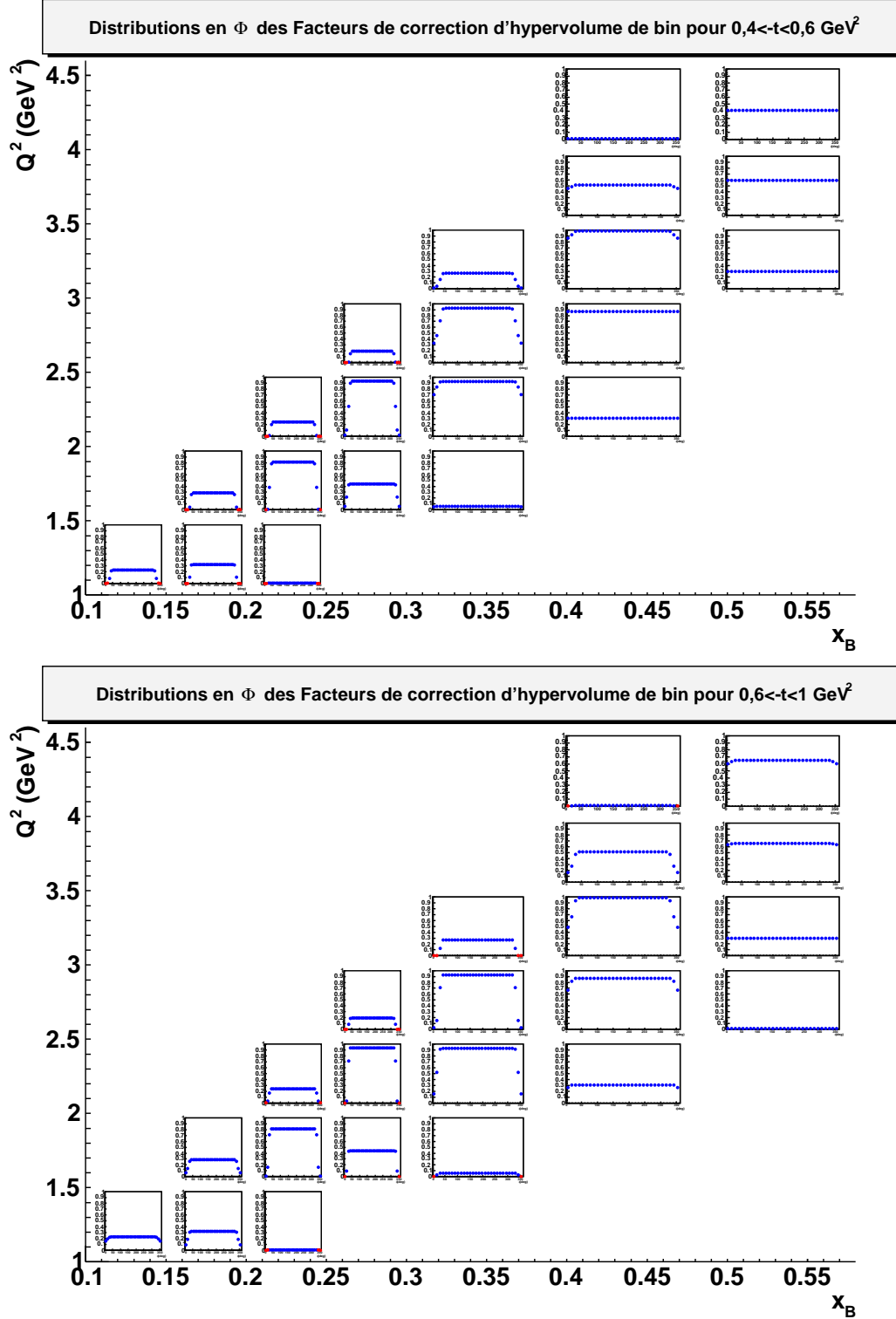


FIG. 2.32 – Distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des facteurs de correction d'hypervolume de *bin*, $F_{vol.cor.}$, pour $0,4 < -t < 0,6 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,6 < -t < 1 \text{ GeV}^2$ (en bas). Les points rouges correspondent aux cas où $F_{vol.cor.} < 0,005$ et indiquent par conséquent les *bins* qui sont supprimés de notre analyse. *échelle linéaire commune* : $[0 - 1]$.

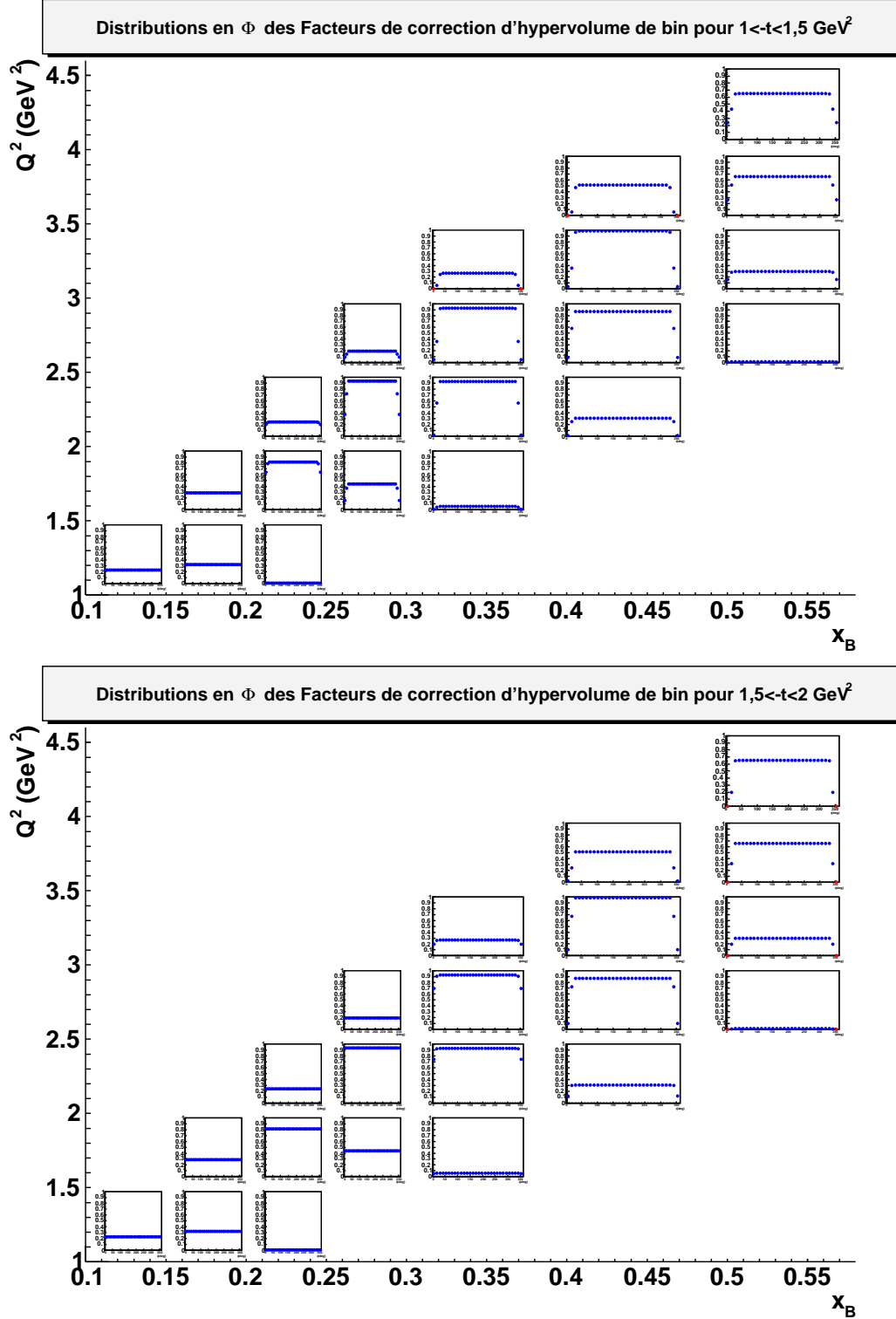


FIG. 2.33 – Distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des facteurs de correction d'hypervolume de bin, $F_{vol.cor.}$, pour $1 < -t < 1,5 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $1,5 < -t < 2 \text{ GeV}^2$ (en bas). Les points rouges correspondent aux cas où $F_{vol.cor.} < 0,005$ et indiquent par conséquent les bins qui sont supprimés de notre analyse. échelle linéaire commune : $[0 - 1]$.

2.10 Estimation des erreurs

2.10.1 Erreurs statistiques

Afin d'estimer l'erreur statistique sur les sections efficaces, il faut tenir compte des erreurs statistiques sur :

- $N_{mes}^{ep\gamma}$, le nombre d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$ avant soustraction des π^0 ,
- R , le taux de contamination par les π^0 (la soustraction des π^0 ayant été effectuée en utilisant la formule suivante : $N_{ep \rightarrow ep\gamma}(bin) = N_{mes}^{ep\gamma}(bin)[1 - R(bin)]$ (voir section 2.6)),
- Acc , l'acceptance.

L'erreur systématique sur les sections efficaces s'écrit alors :

$$\frac{\Delta\sigma(bin)}{\sigma(bin)} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{mes}^{ep\gamma}(bin)}{N_{mes}^{ep\gamma}(bin)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R(bin)}{1 - R(bin)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Acc(bin)}{Acc(bin)}\right)^2} \quad (2.21)$$

L'erreur statistique sur le nombre d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$ avant soustraction des π^0 est égale à : $\Delta N_{mes}^{ep\gamma}(bin) = \sqrt{N_{mes}^{ep\gamma}(bin)}$.

L'erreur sur l'acceptance a été calculée dans la section 2.4.3 (équation 2.4). Elle est égale à : $\Delta Acc(bin) = \frac{\Delta Rec(bin)}{Gen(bin)} = \sqrt{\frac{Acc(bin)(1 - Acc(bin))}{Gen(bin)}}$

Quant à l'erreur sur le taux de contamination par les π^0 , elle dépend des erreurs sur $N_{\pi^0}^{2\gamma}(bin)$, sur $N_{mes}^{ep\gamma}(bin)$, sur $Acc_{\pi^0}^{1\gamma}(bin)$ et sur $Acc_{\pi^0}^{2\gamma}(bin)$ (voir équation 2.11) et ne sera pas détaillée ici.

Nous avons alors :

$$\frac{\Delta\sigma(bin)}{\sigma(bin)} = \sqrt{\frac{1}{N_{mes}^{ep\gamma}(bin)} + \left(\frac{\Delta R(bin)}{1 - R(bin)}\right)^2 + \frac{1 - Acc(bin)}{Acc(bin) \cdot Gen(bin)}} \quad (2.22)$$

2.10.2 Erreurs systématiques

Le tableau 2.4 présente les principales erreurs systématiques.

Description des erreurs	Valeur estimée
Calcul de l'acceptance	$\sim 10\%$
Corrections radiatives	$\sim 10\%$
Soustraction du bruit de fond π^0	$\sim 10\%$
Erreurs ajoutées en quadrature	$\sim 17\%$

TAB. 2.4 – Liste des erreurs systématiques et valeurs estimées.

Afin de vérifier le calcul de notre acceptance, nous avons comparé cette dernière avec une nouvelle acceptance calculée dans les mêmes conditions mais cette fois-ci en utilisant un générateur d'événements comportant un modèle basé sur l'espace de phase de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$. Les résultats de cette comparaison sont présentés dans la section 2.12. En se basant sur ces résultats, nous estimons l'erreur systématique sur le calcul d'acceptance à environ 10%. Dû à l'absence de calculs précis de corrections radiatives pour le DVCS, nous estimons l'erreur due aux corrections radiatives à environ 10%. Et enfin, nous estimons l'erreur sur la soustraction du bruit de fond provenant des π^0 à environ 10%. La somme quadratique de ces trois erreurs donne une erreur systématique de l'ordre de 17%.

2.11 Extraction de la section efficace quadri-différentielle

$$\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$$

Nous avons déterminé $N_{ep \rightarrow ep\gamma}$, le nombre d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$ après soustraction du bruit de fond provenant des π^0 , et tous les facteurs nécessaires à la normalisation de la section efficace quadri-différentielle pour chaque *bin* quadridimensionnel (Q^2 , x_B , $-t$, Φ).

Les figures 2.34, 2.35, 2.36 représentent les distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2 , x_B), de $N_{ep \rightarrow ep\gamma}$ (après soustraction des π^0), pour les 6 *bins* en $-t$.

Dans certains rares cas (moins de 2%), on obtient des valeurs négatives pour $N_{ep \rightarrow ep\gamma}$. Nous supprimons les *bins* correspondant à ces cas de notre analyse.

Les figures 2.37, 2.38, 2.39 représentent les distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2 , x_B), du nombre d'événements $ep \rightarrow ep\gamma$, $N_{ep \rightarrow ep\gamma}$, corrigé "bin par bin" par l'acceptance, pour les 6 *bins* en $-t$.

Afin d'obtenir, pour chaque *bin* quadridimensionnel, la section efficace différentielle, il ne reste plus qu'à diviser le nombre $N_{ep \rightarrow ep\gamma}$, corrigé par l'acceptance, par les facteurs L_{int} , Eff_{EC} , Eff_{CC} , ΔQ^2 , Δx_B , Δt , $\Delta\Phi$, $F_{vol.corr.}$, et à le multiplier par le facteur F_{rad} .

La figure 2.40 représente les sections efficaces quadri-différentielles $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (en nb/GeV⁴) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2 , x_B), pour les 6 *bins* en $-t$, en échelle *logarithmique* : $[10^{-4} - 10 \text{ nb/GeV}^4]$.

Les figures 2.41, 2.42, 2.43, représentent les sections efficaces quadri-différentielles $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (en nb/GeV⁴) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2 , x_B), en échelle *linéaire*, pour les 6 *bins* en $-t$.

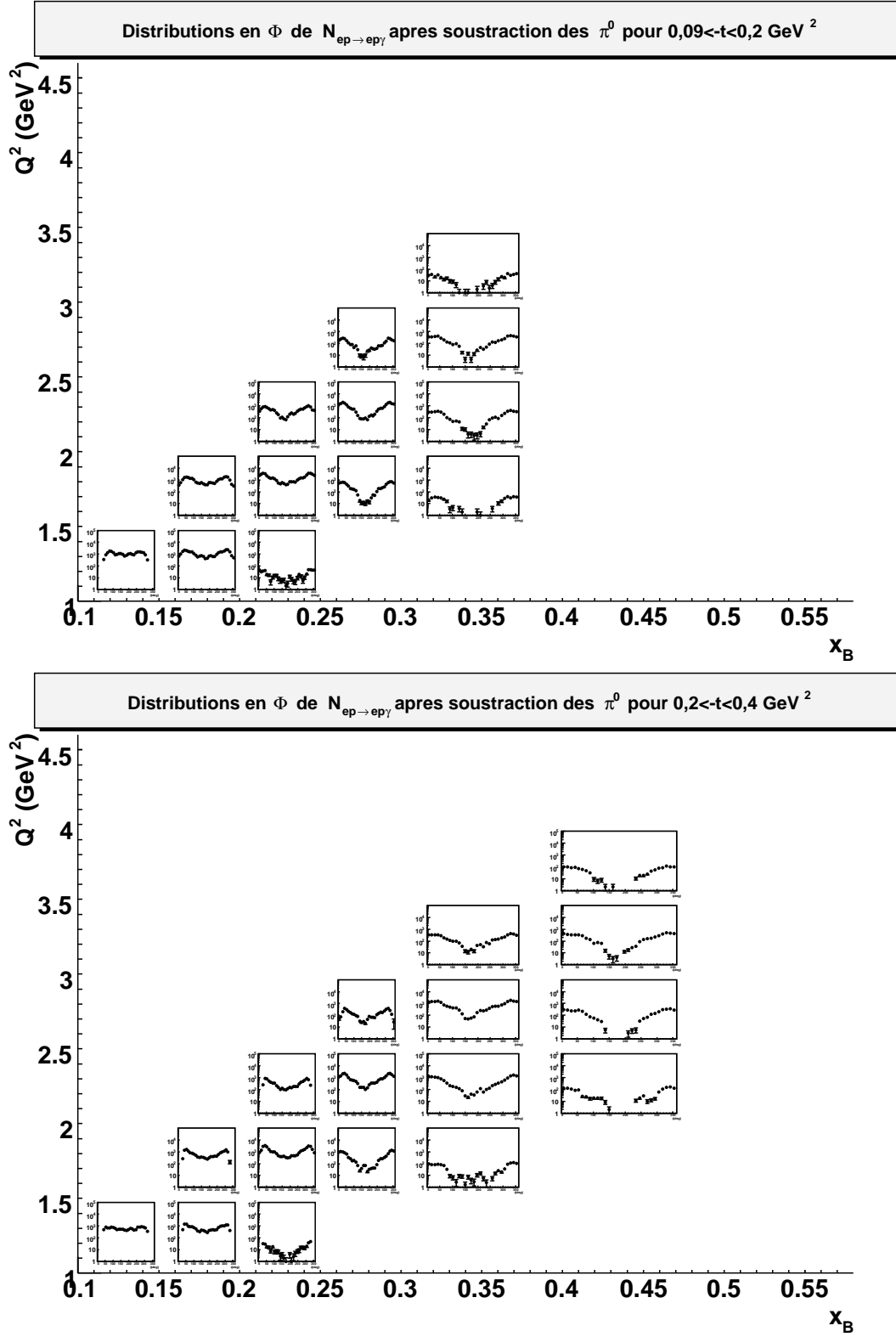


FIG. 2.34 – $N_{ep \rightarrow ep\gamma}$ après soustraction des π^0 en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $0,09 < -t < 0,2 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,2 < -t < 0,4 \text{ GeV}^2$ (en bas). échelle logarithmique commune : $[1 - 10^5]$.

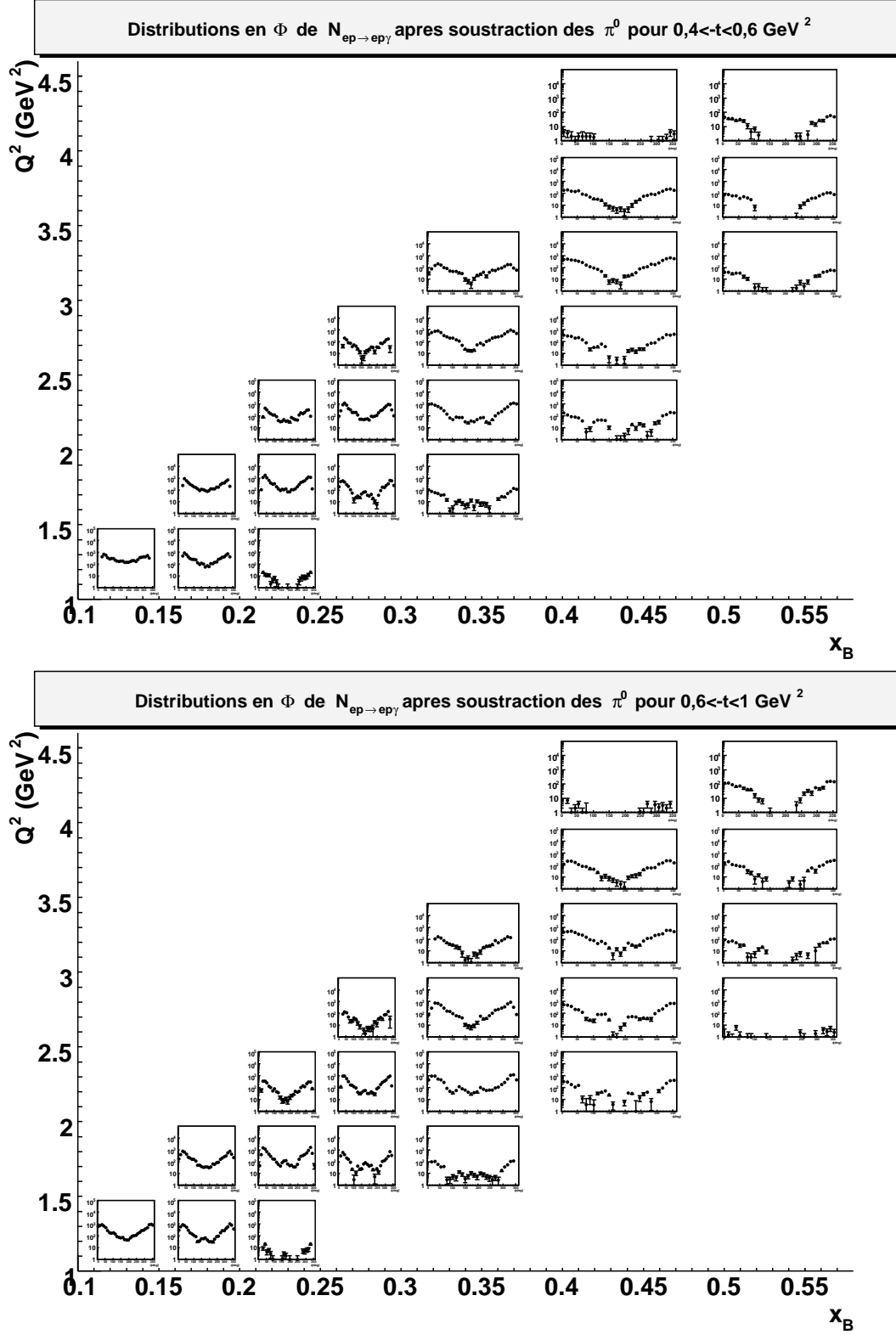


FIG. 2.35 – $N_{ep \rightarrow ep\gamma}$ après soustraction des π^0 en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $0,4 < -t < 0,6 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,6 < -t < 1 \text{ GeV}^2$ (en bas). échelle logarithmique commune : $[1 - 10^5]$.

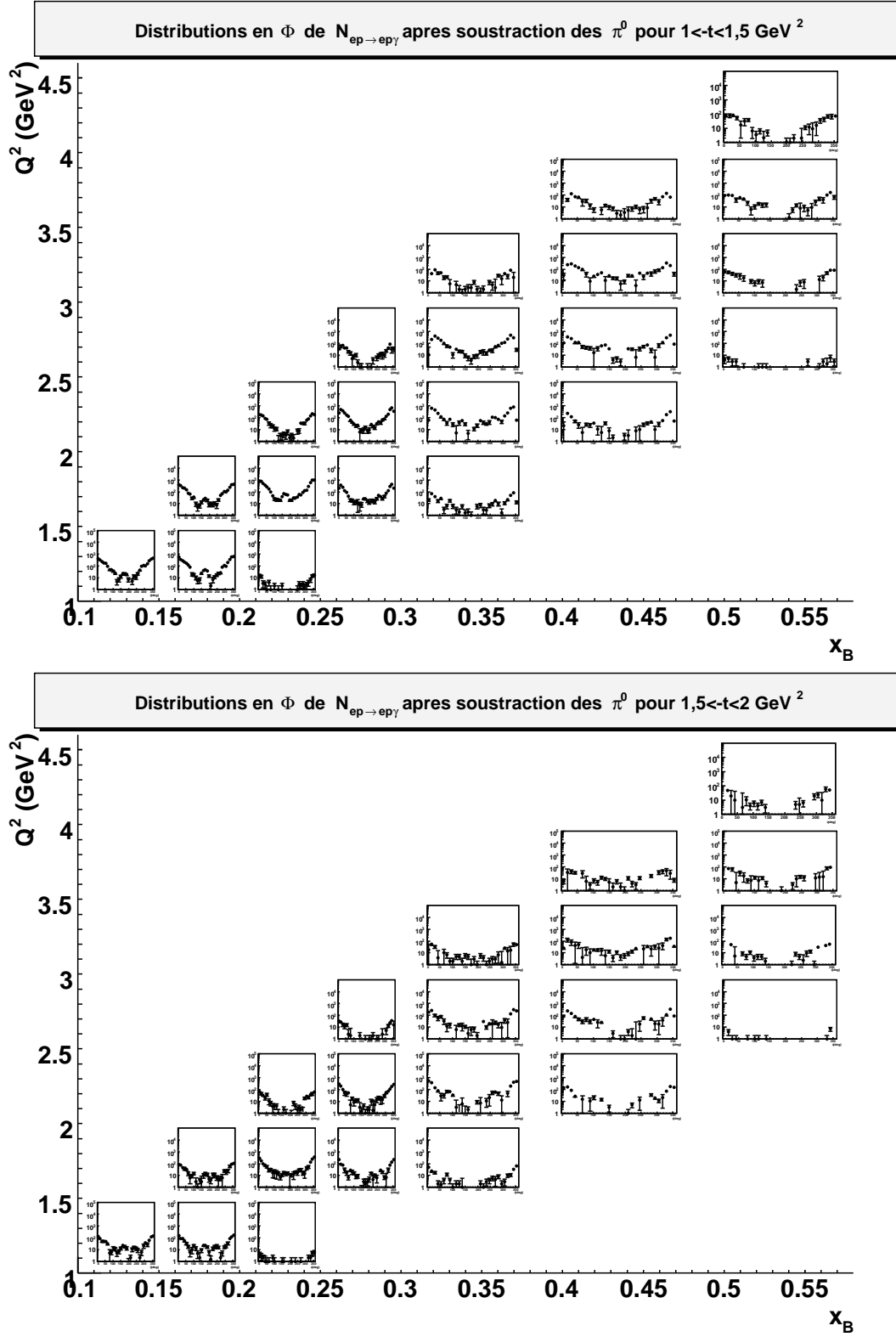


FIG. 2.36 – $N_{ep \rightarrow ep\gamma}$ après soustraction des π^0 en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $1 < -t < 1,5 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $1,5 < -t < 2 \text{ GeV}^2$ (en bas). échelle logarithmique commune : $[1 - 10^5]$.

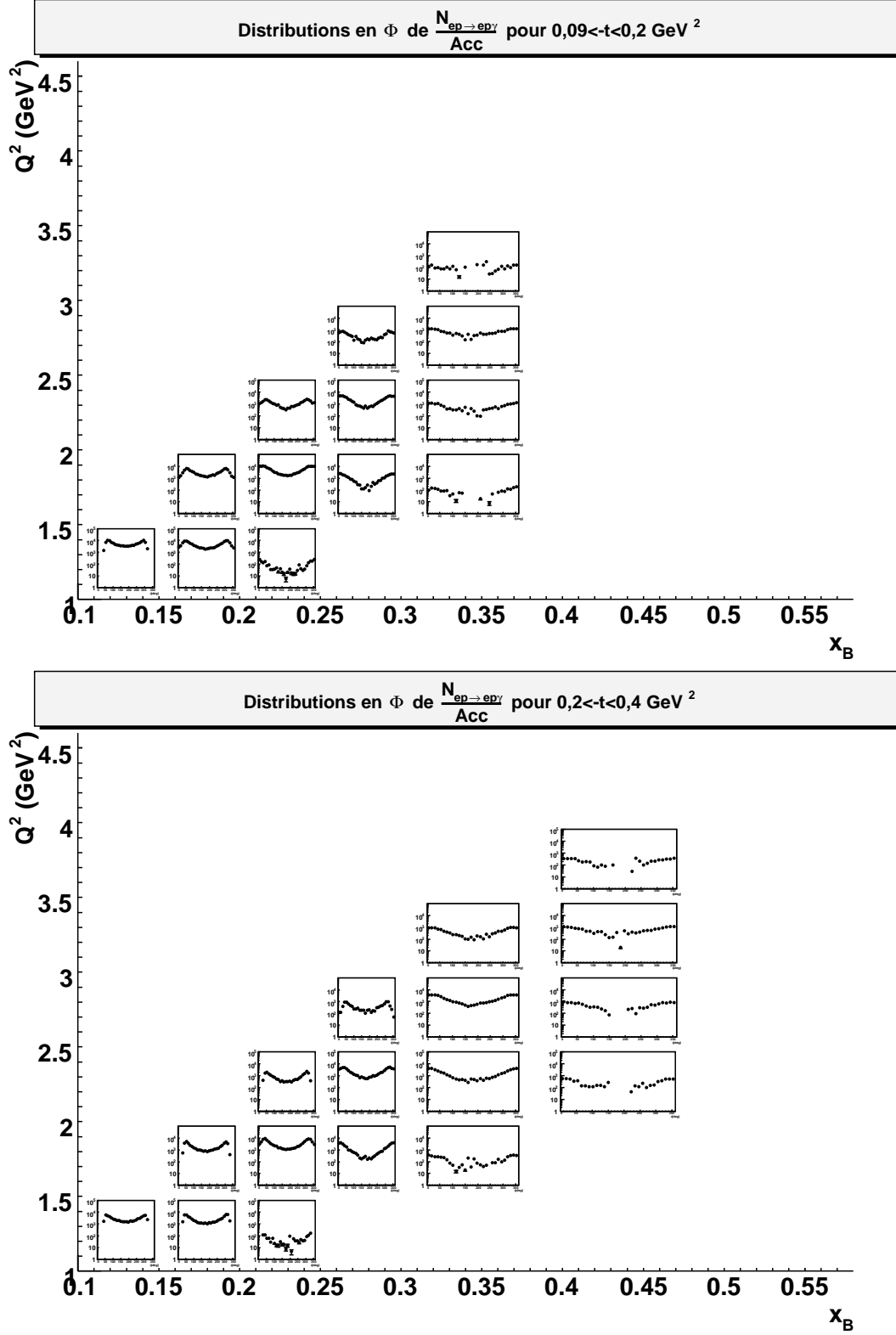


FIG. 2.37 – $N_{ep \rightarrow ep\gamma}$ corrigé “bin par bin” par l’acceptance en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $0,09 < -t < 0,2 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,2 < -t < 0,4 \text{ GeV}^2$ (en bas). échelle logarithmique commune : $[1 - 10^5]$.

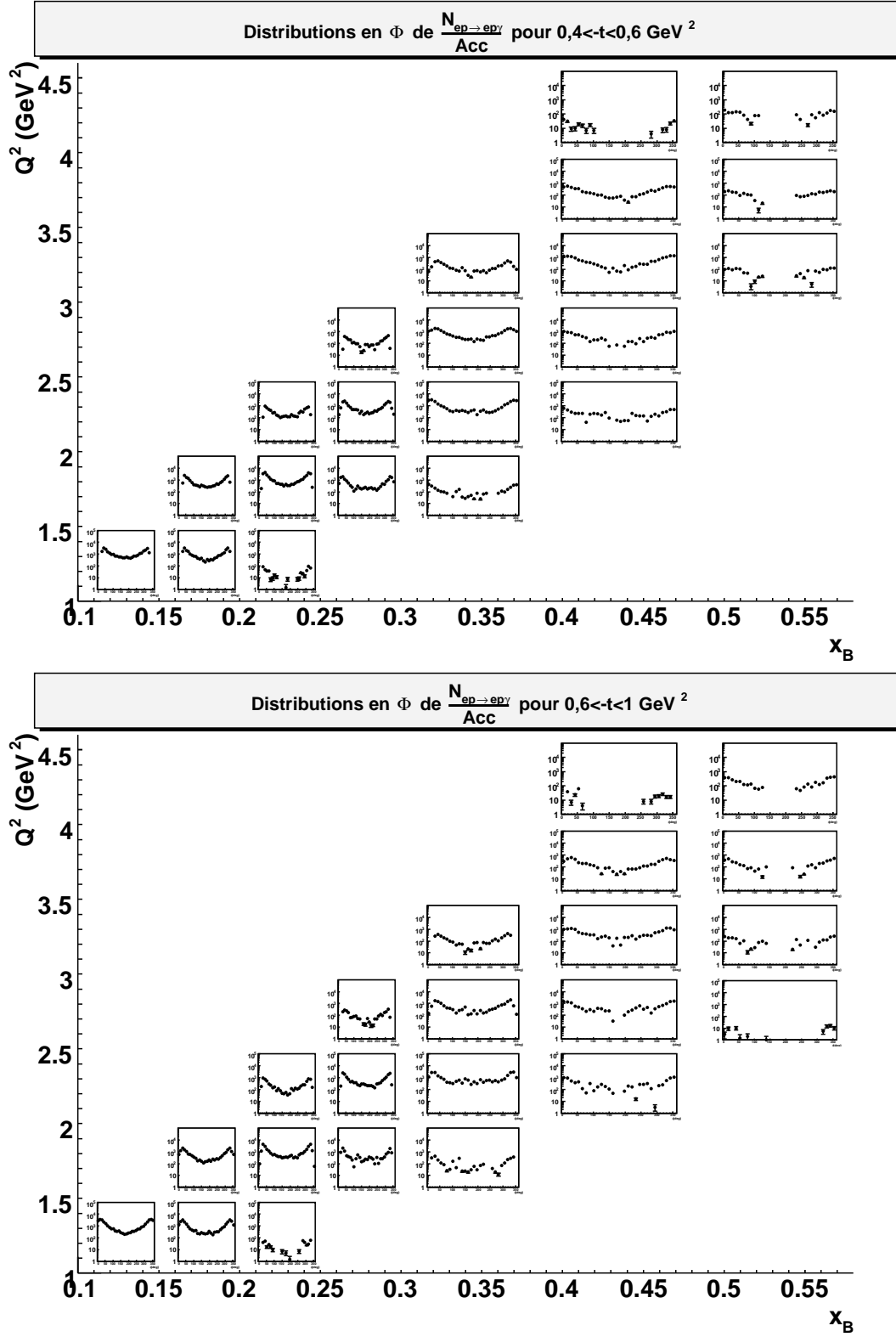


FIG. 2.38 – $N_{ep \rightarrow ep\gamma}$ corrigé “bin par bin” par l’acceptance en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $0,4 < -t < 0,6 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,6 < -t < 1 \text{ GeV}^2$ (en bas). échelle logarithmique commune : $[1 - 10^5]$.

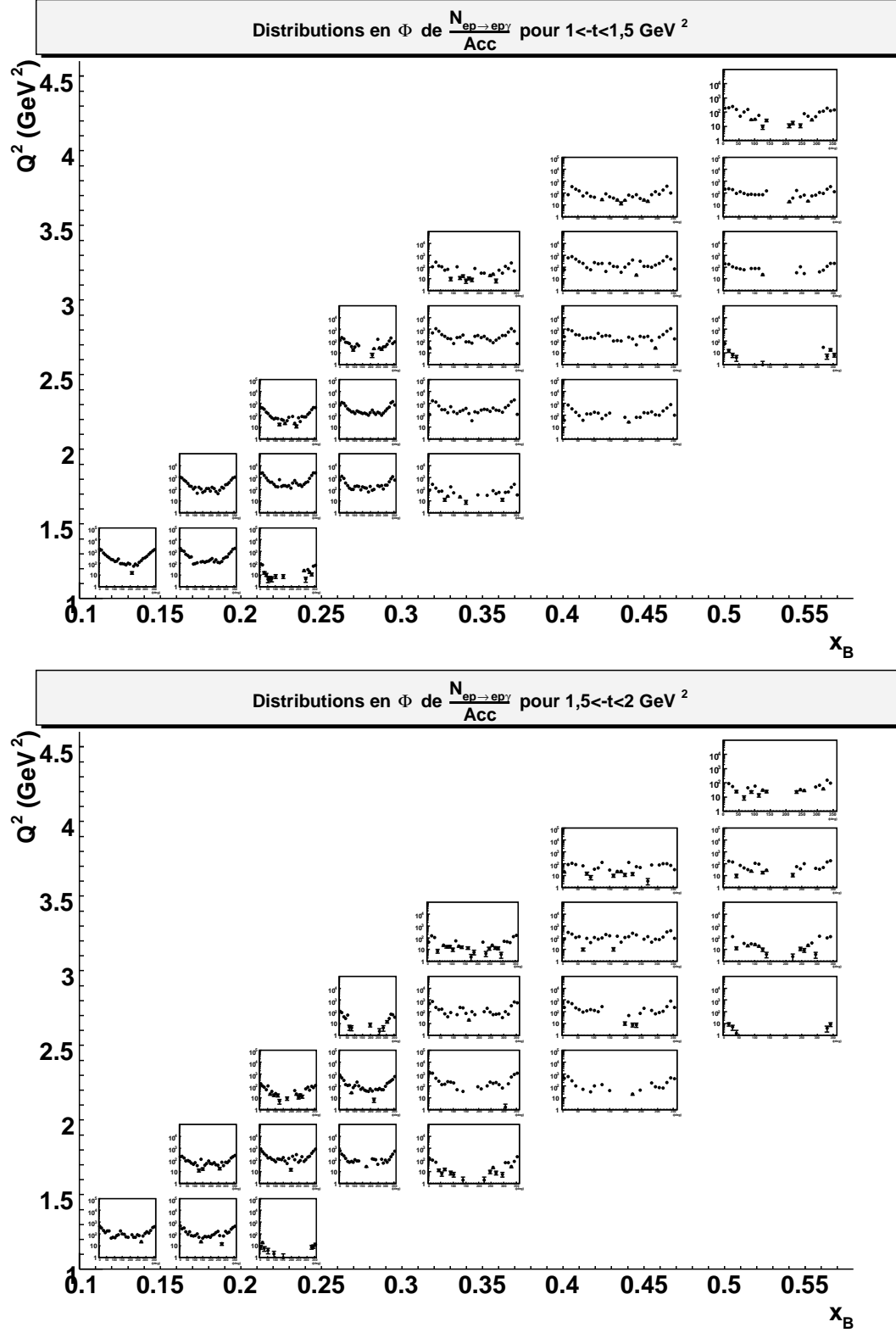


FIG. 2.39 – $N_{ep \rightarrow ep\gamma}$ corrigé “bin par bin” par l’acceptance en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $1 < -t < 1,5 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $1,5 < -t < 2 \text{ GeV}^2$ (en bas). échelle logarithmique commune : $[1 - 10^5]$.

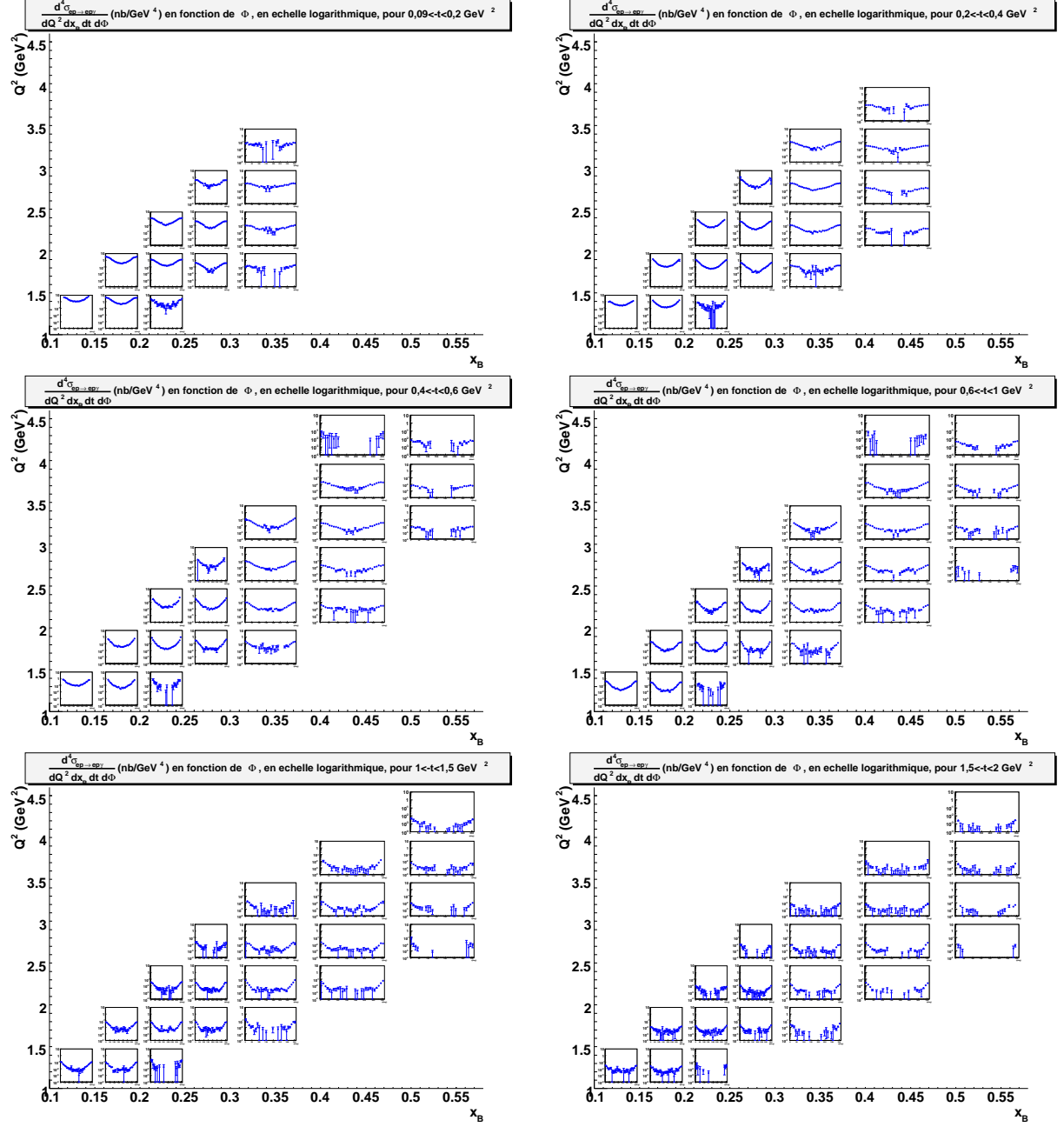


FIG. 2.40 – Sections efficaces différentielles $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV^4) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour les 6 bins en $-t$. échelle logarithmique commune : $[10^{-4} - 10 \text{ nb/GeV}^4]$.

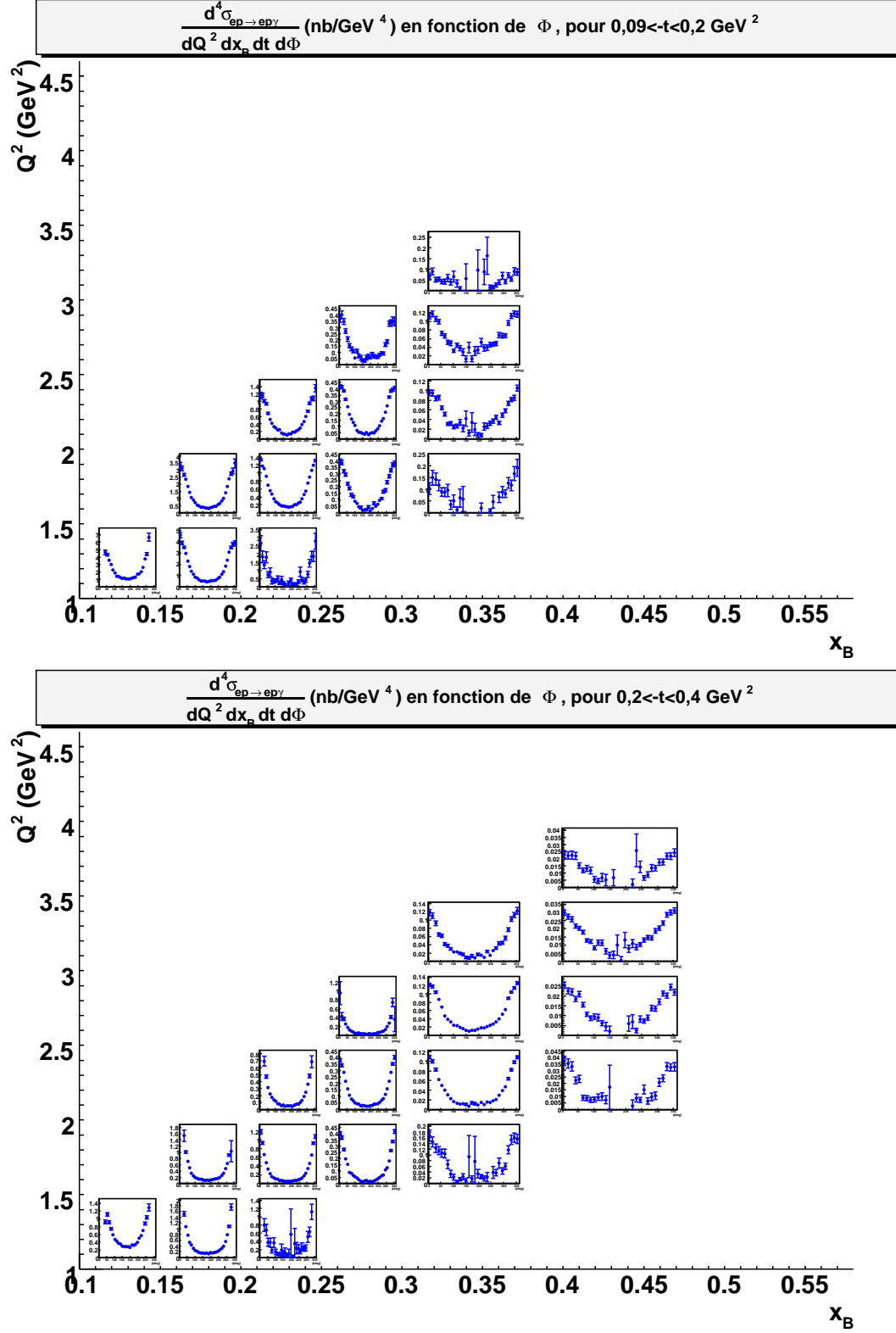


FIG. 2.41 – Sections efficaces différentielles $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV⁴) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $0,09 < -t < 0,2$ GeV² (en haut) et pour $0,2 < -t < 0,4$ GeV² (en bas). échelle linéaire propre à chaque graphe.

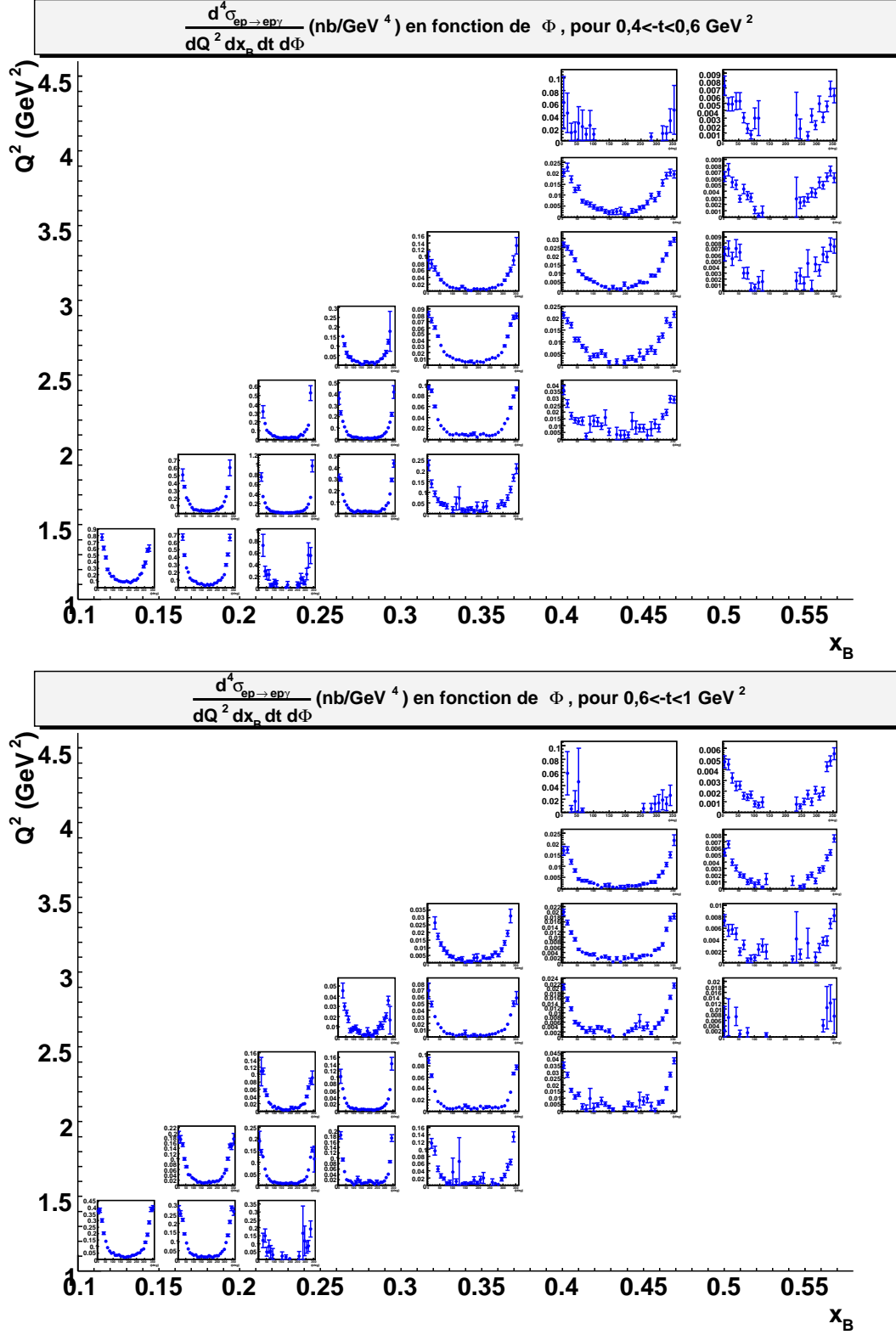


FIG. 2.42 – Sections efficaces différentielles $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV⁴) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $0,4 < -t < 0,6$ GeV² (en haut) et pour $0,6 < -t < 1$ GeV² (en bas). *échelle linéaire propre à chaque graphe.*

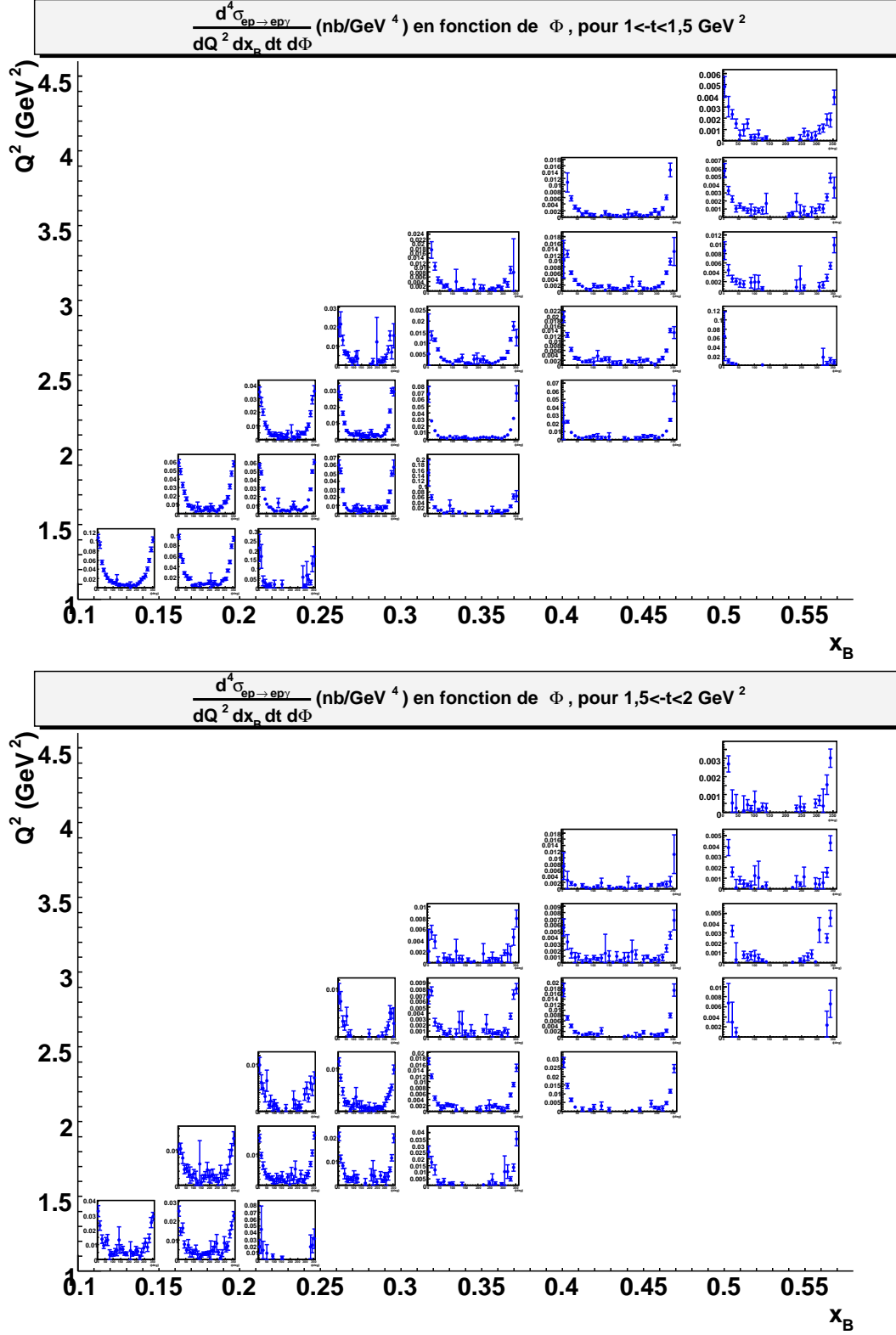


FIG. 2.43 – Sections efficaces différentielles $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV⁴) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $1 < -t < 1,5$ GeV² (en haut) et pour $1,5 < -t < 2$ GeV² (en bas). échelle linéaire propre à chaque graphe.

2.12 Vérifications

Parmi les nombreuses vérifications que nous avons effectuées, figurent les deux tests suivants.

- **Comparaison des sections efficaces obtenues selon les cas où le photon est détecté dans le calorimètre IC ou les calorimètres EC :**

Afin de vérifier les valeurs des sections efficaces différentielles obtenues, nous avons refait l'analyse en séparant les données (expérimentales mais également les données simulées) en deux parties, l'une correspondant au cas où le photon est détecté dans le calorimètre IC et l'autre au cas où il est détecté dans les calorimètres EC.

Nous avons donc comparé les sections efficaces obtenues dans les deux cas "IC" et "EC", en calculant l'acceptance propre à chacun des deux cas. Les résultats sont illustrés par les figures 2.44, 2.45 et 2.46, où les points bleus et rouges représentent respectivement les sections efficaces obtenues dans le cas où le photon est détecté dans IC et dans EC. Nous remarquons que les événements correspondant au cas où le photon est détecté dans EC se concentrent autour de $\Phi = 180^\circ$, tandis que ceux correspondant au cas où le photon est détecté dans IC se situent, au contraire, autour de $\Phi = 0^\circ$ (360°). Cependant, il apparaît suffisamment de *bins* comportant à la fois des événements correspondant au cas "IC" et des événements correspondant au cas "EC", ce qui rend possible la comparaison des sections efficaces.

On constate un bon accord entre les sections efficaces obtenues dans les deux cas. En témoignent les figures 2.47 et 2.48 qui montrent les sections efficaces obtenues dans les cas "IC" et "EC" pour deux *bins* aux cinématiques très éloignées :

- $0,09 < -t < 0,2 \text{ GeV}^2$, $1,5 < Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$, $0,25 < x_B < 0,3$ dans le cas de la figure 2.47,
- $1 < -t < 1,5 \text{ GeV}^2$, $2 < Q^2 < 2,5 \text{ GeV}^2$, $0,25 < x_B < 0,3$ dans le cas de la figure 2.48.

IC et EC étant deux détecteurs indépendants, cela nous donne confiance sur nos procédures d'étalonnage et d'évaluation des efficacités de détection des photons pour ces deux détecteurs.

- **Calcul de l'acceptance avec un générateur d'événements utilisant un autre modèle :**

Afin de vérifier le fait que notre calcul d'acceptance est bien indépendant du modèle du générateur d'événements utilisé, nous avons calculé l'acceptance "*bin par bin*", dans les mêmes conditions que précédemment, avec cette fois-ci un générateur d'événements très différent, utilisant un modèle basé sur l'espace de phase de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$.

Les figures 2.49, 2.50, 2.51 montrent la comparaison entre les distributions en Φ des

acceptances calculées, *bin* par *bin*, avec le générateur utilisé dans le cadre de notre analyse et décrit dans la section 2.4.1 (points bleus) et celles des acceptances calculées, *bin* par *bin*, avec le générateur basé sur l'espace de phase de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ (points rouges). La différence au niveau statistique (statistique similaire à grand $-t$ mais inégale à petit $-t$) démontre la différence entre les distributions engendrées par les deux générateurs. Les résultats montrent un très bon accord entre les acceptances calculées avec les deux générateurs d'événements.

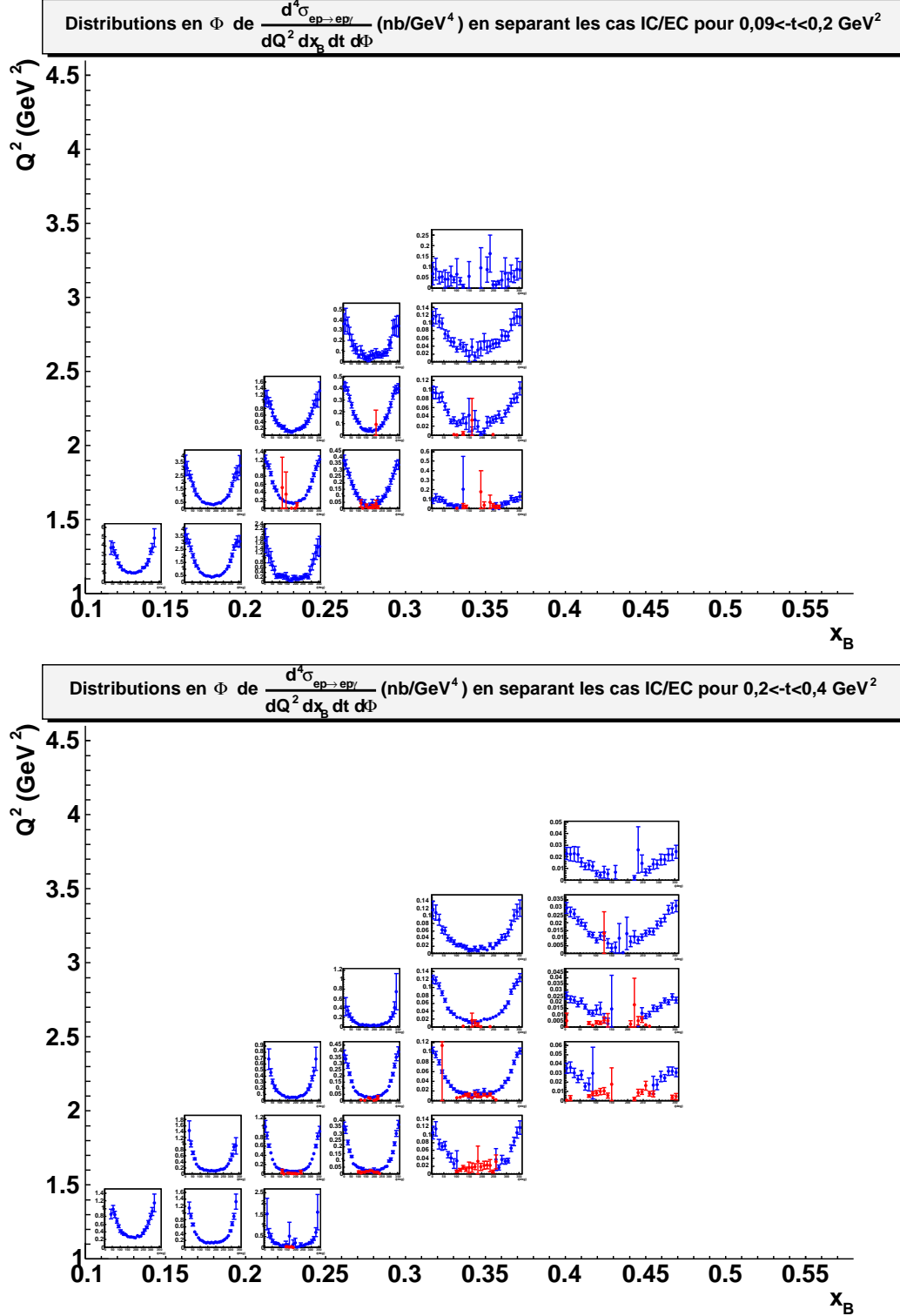


FIG. 2.44 – Sections efficaces différentielles $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV⁴) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), avec séparation des cas “photon détecté dans IC” (points bleus) et “photon détecté dans EC” (points rouges), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $0,09 < -t < 0,2$ GeV² (en haut) et pour $0,2 < -t < 0,4$ GeV² (en bas). *échelle linéaire propre à chaque graphe.*

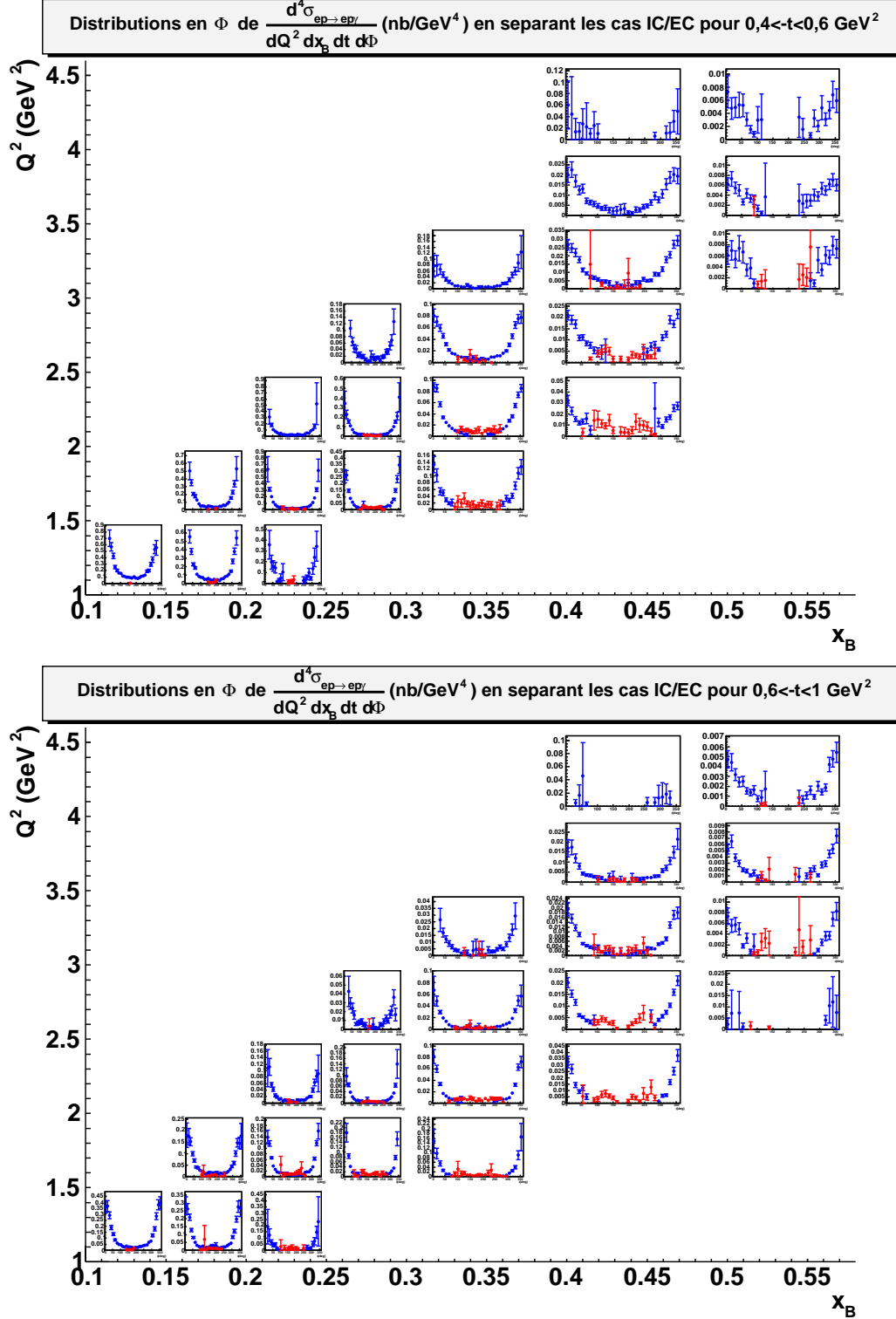


FIG. 2.45 – Sections efficaces différentielles $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV⁴) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), avec séparation des cas “photon détecté dans IC” (points bleus) et “photon détecté dans EC” (points rouges), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $0,4 < -t < 0,6$ GeV² (en haut) et pour $0,6 < -t < 1$ GeV² (en bas). *échelle linéaire propre à chaque graphe.*

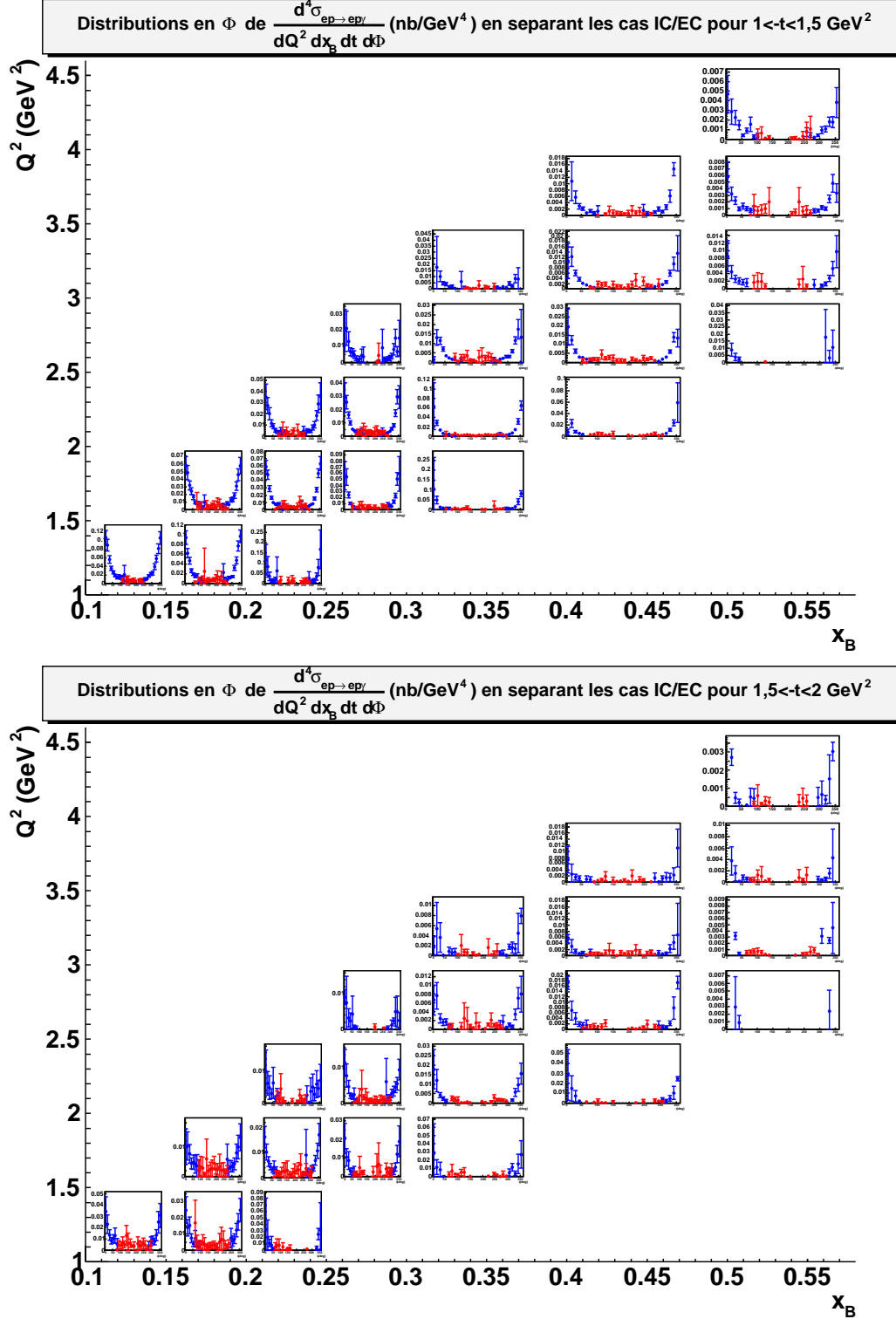


FIG. 2.46 – Sections efficaces différentielles $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV⁴) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), avec séparation des cas “photon détecté dans IC” (points bleus) et “photon détecté dans EC” (points rouges), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $1 < -t < 1,5$ GeV² (en haut) et pour $1,5 < -t < 2$ GeV² (en bas). *échelle linéaire propre à chaque graphe.*

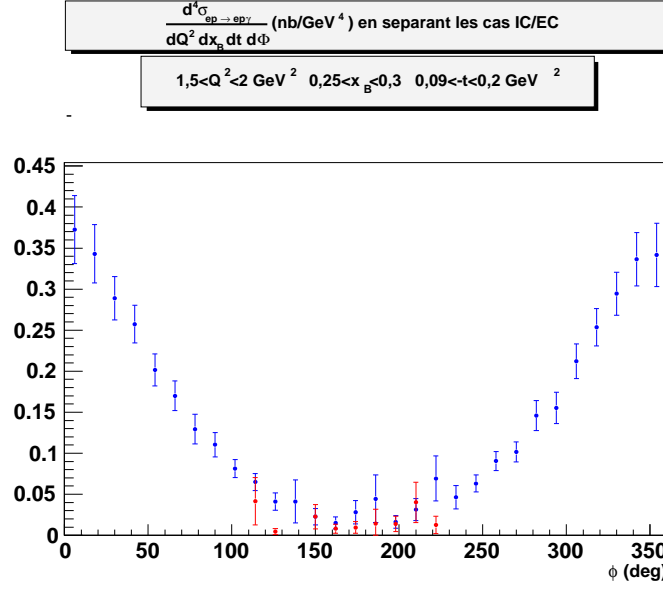


FIG. 2.47 – Sections efficaces différentielles $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV⁴) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), avec séparation des cas “photon détecté dans IC” (points bleus) et “photon détecté dans EC” (points rouges), pour $0,09 < -t < 0,2 \text{ GeV}^2$, $1,5 < Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$, $0,25 < x_B < 0,3$.

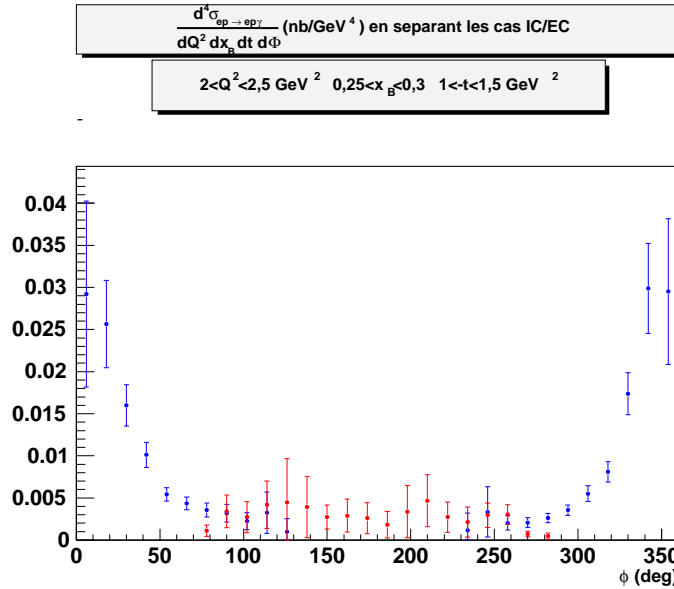


FIG. 2.48 – Sections efficaces différentielles $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV⁴) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), avec séparation des cas “photon détecté dans IC” (points bleus) et “photon détecté dans EC” (points rouges), pour $1 < -t < 1,5 \text{ GeV}^2$, $2 < Q^2 < 2,5 \text{ GeV}^2$, $0,25 < x_B < 0,3$.

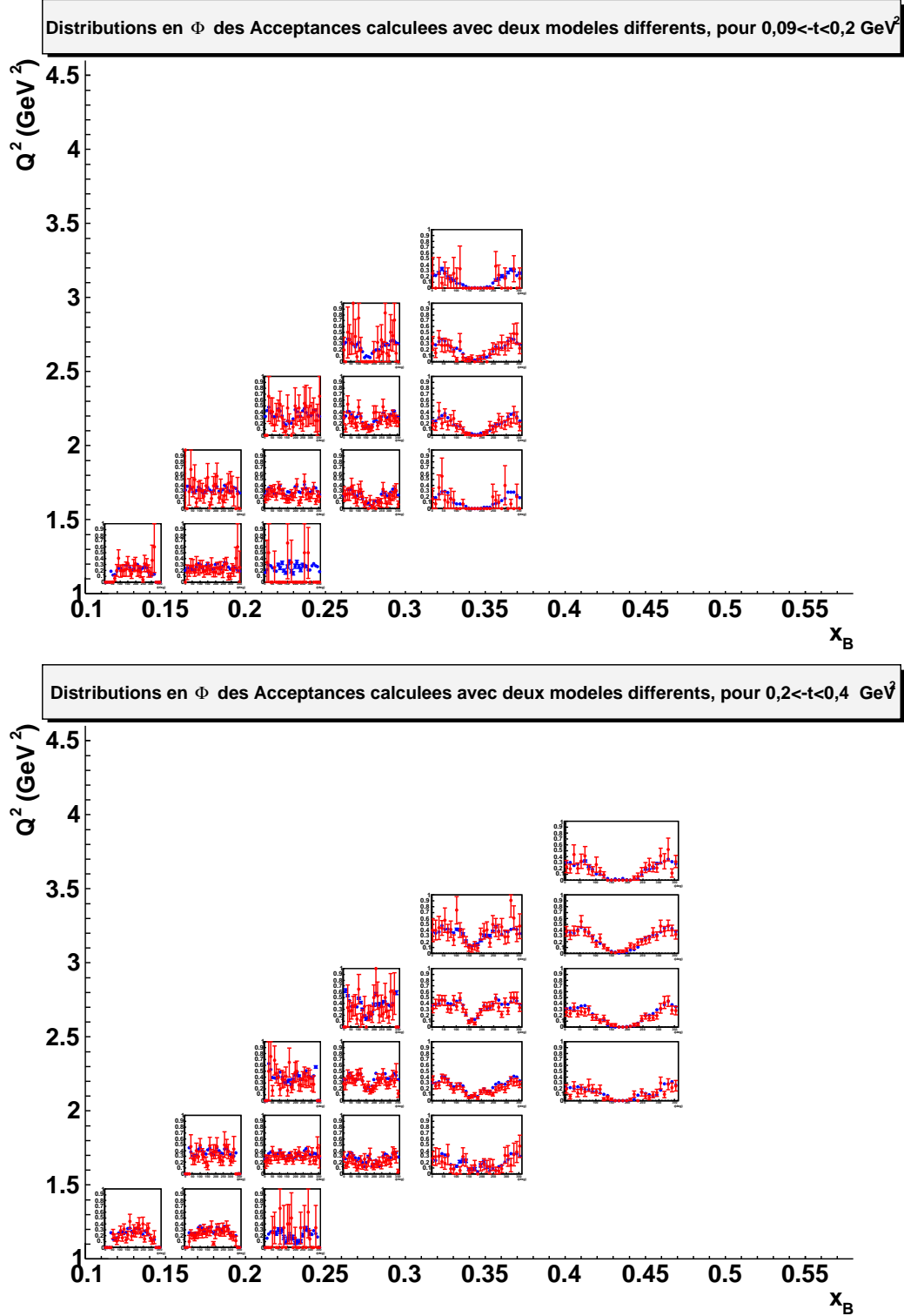


FIG. 2.49 – Distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des acceptances calculées “bin par bin” pour $0,09 < -t < 0,2 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,2 < -t < 0,4 \text{ GeV}^2$ (en bas), à partir de deux modèles différents : celui du générateur utilisé dans le cadre de cette analyse (points bleus) et un autre basé sur l’espace de phase de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ (points rouges). échelle linéaire commune : $[0 - 1]$.

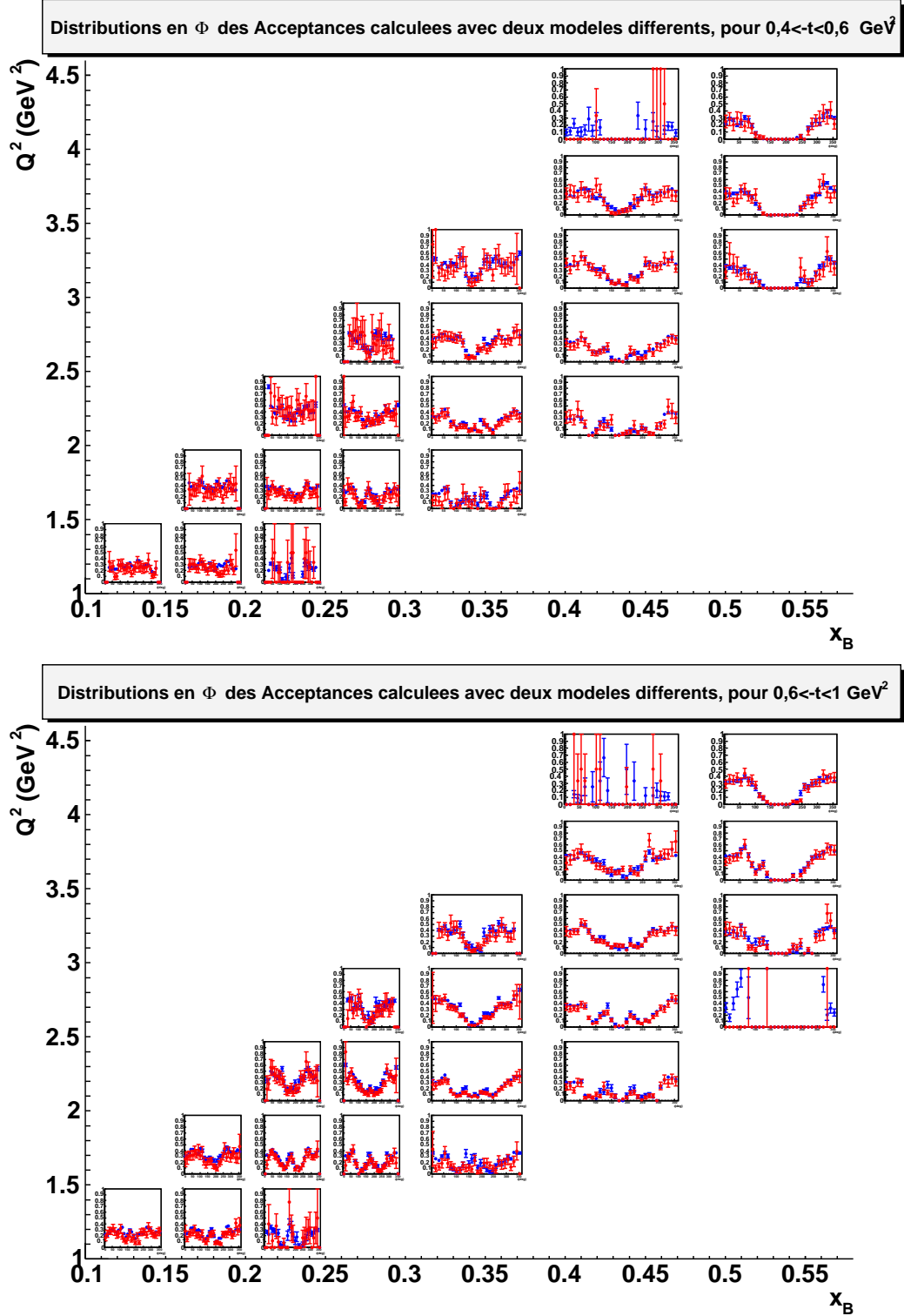


FIG. 2.50 – Distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des acceptances calculées “bin par bin” pour $0,4 < -t < 0,6 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,6 < -t < 1 \text{ GeV}^2$ (en bas), à partir de deux modèles différents : celui du générateur utilisé dans le cadre de cette analyse (points bleus) et un autre basé sur l’espace de phase de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ (points rouges). échelle linéaire commune : $[0 - 1]$.

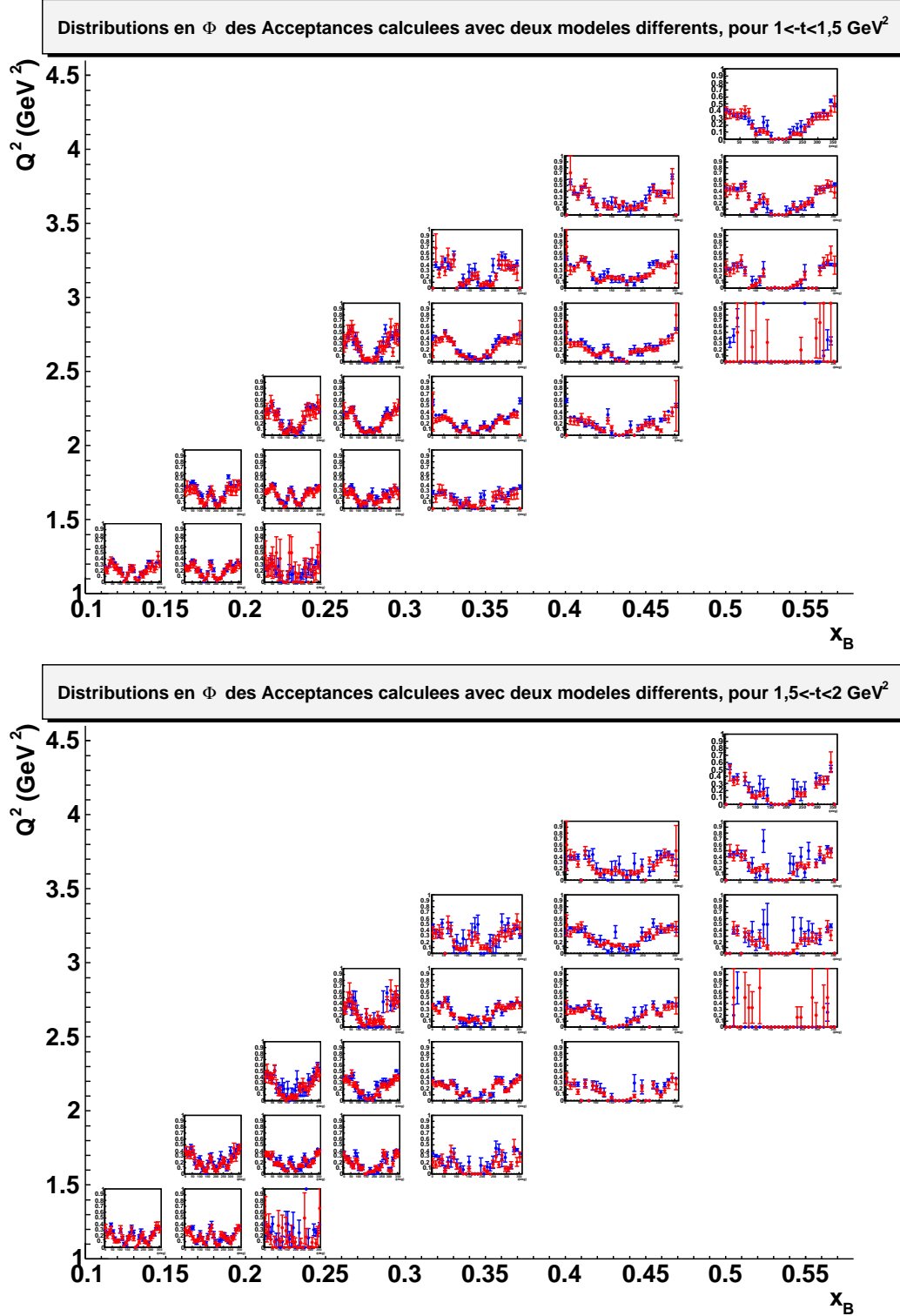


FIG. 2.51 – Distributions en Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , des acceptances calculées “bin par bin” pour $1 < -t < 1,5 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $1,5 < -t < 2 \text{ GeV}^2$ (en bas), à partir de deux modèles différents : celui du générateur utilisé dans le cadre de cette analyse (points bleus) et un autre basé sur l’espace de phase de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ (points rouges). échelle linéaire commune : $[0 - 1]$.

2.13 Extraction de la différence des sections efficaces polarisées

Afin d'extraire la différence des sections efficaces polarisées $\frac{d^4\vec{\sigma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi} - \frac{d^4\overleftarrow{\sigma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$, il est nécessaire de répartir les événements $ep \rightarrow ep\gamma$ de notre échantillon de données en deux sous-échantillons selon l'état d'hélicité du faisceau. Nous définissons N_R et N_L comme étant respectivement le nombre d'événements $\vec{e}p \rightarrow ep\gamma$ et le nombre d'événements $\overleftarrow{e}p \rightarrow ep\gamma$, la soustraction du bruit de fond provenant du canal $ep \rightarrow ep\pi^0$ ayant été effectuée séparément pour N_R et N_L .

La luminosité intégrée, L_{int}^R , utilisée pour normaliser le nombre N_R doit être celle calculée en considérant uniquement les événements de type $\vec{e}p$. De même, pour normaliser le nombre N_L , la luminosité intégrée correspondante, L_{int}^L , doit être calculée en ne considérant que les événements de type $\overleftarrow{e}p$. Le nombre N_R étant presque égal à N_L , nous avons : $L_{int}^R = L_{int}^L = \frac{L_{int}}{2}$.

Par ailleurs, il est nécessaire de diviser le nombre d'événements par la polarisation (qui est en moyenne de 79%, ayant varié entre 76 et 83% au cours de la prise des données) afin de retrouver le véritable nombre d'événements, que nous aurions mesuré avec un faisceau idéal polarisé à 100%. La valeur de la polarisation, P , étant connue événement par événement, nous avons attribué le poids $1/P$ à chaque événement.

La différence des sections efficaces polarisées se présente alors de la manière suivante :

$$\begin{aligned} & \frac{d^4\vec{\sigma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi} - \frac{d^4\overleftarrow{\sigma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi} \\ = & \frac{1}{P} \left(\frac{N_R}{L_{int}^R} - \frac{N_L}{L_{int}^L} \right) \frac{F_{rad}}{Acc \, Eff_{EC} \, Eff_{CC} \, \Delta Q^2 \, \Delta x_B \, \Delta t \, \Delta \Phi \, F_{vol.corr.}} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Les figures 2.52, 2.53, 2.54 montrent la différence des sections efficaces polarisées (en nb/GeV⁴) en fonction de Φ , dans le plan (Q^2, x_B) , pour les 6 bins en $-t$.

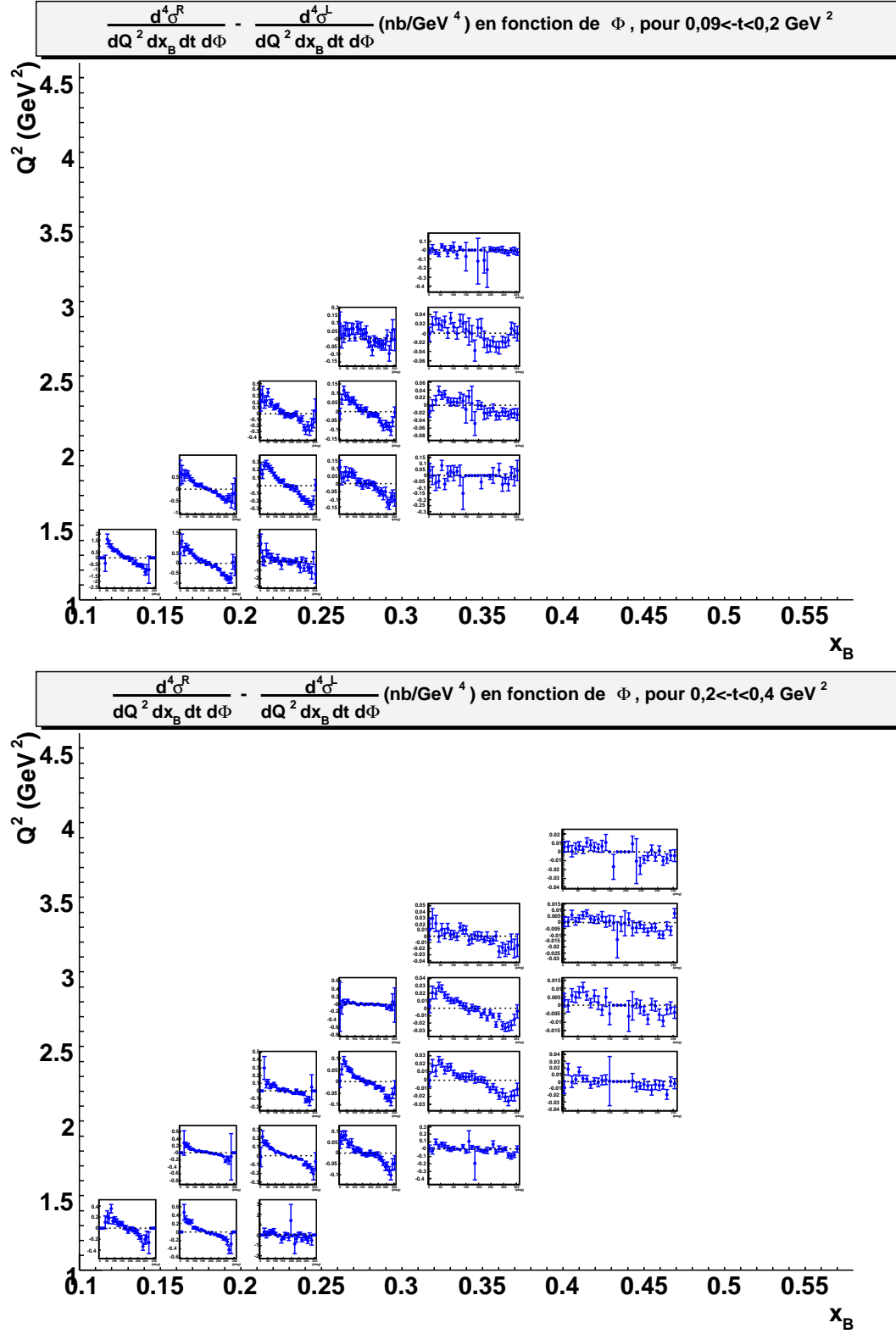


FIG. 2.52 – Différence des sections efficaces polarisées (nb/GeV⁴) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $0,09 < -t < 0,2 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,2 < -t < 0,4 \text{ GeV}^2$ (en bas). échelle linéaire propre à chaque graphe.

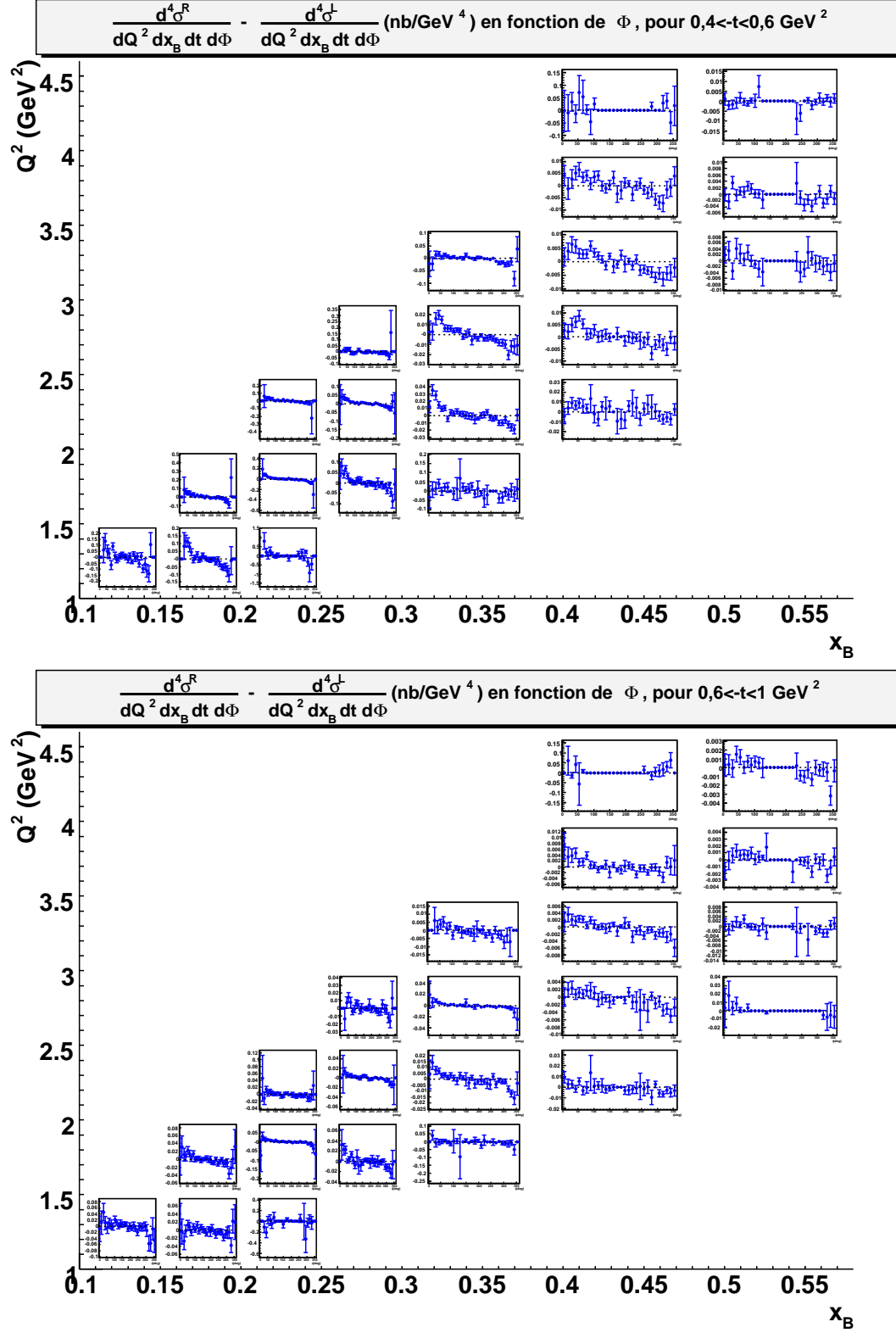


FIG. 2.53 – Différence des sections efficaces polarisées (nb/GeV⁴) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $0,4 < -t < 0,6$ GeV² (en haut) et pour $0,6 < -t < 1$ GeV² (en bas). *échelle linéaire propre à chaque graphe.*

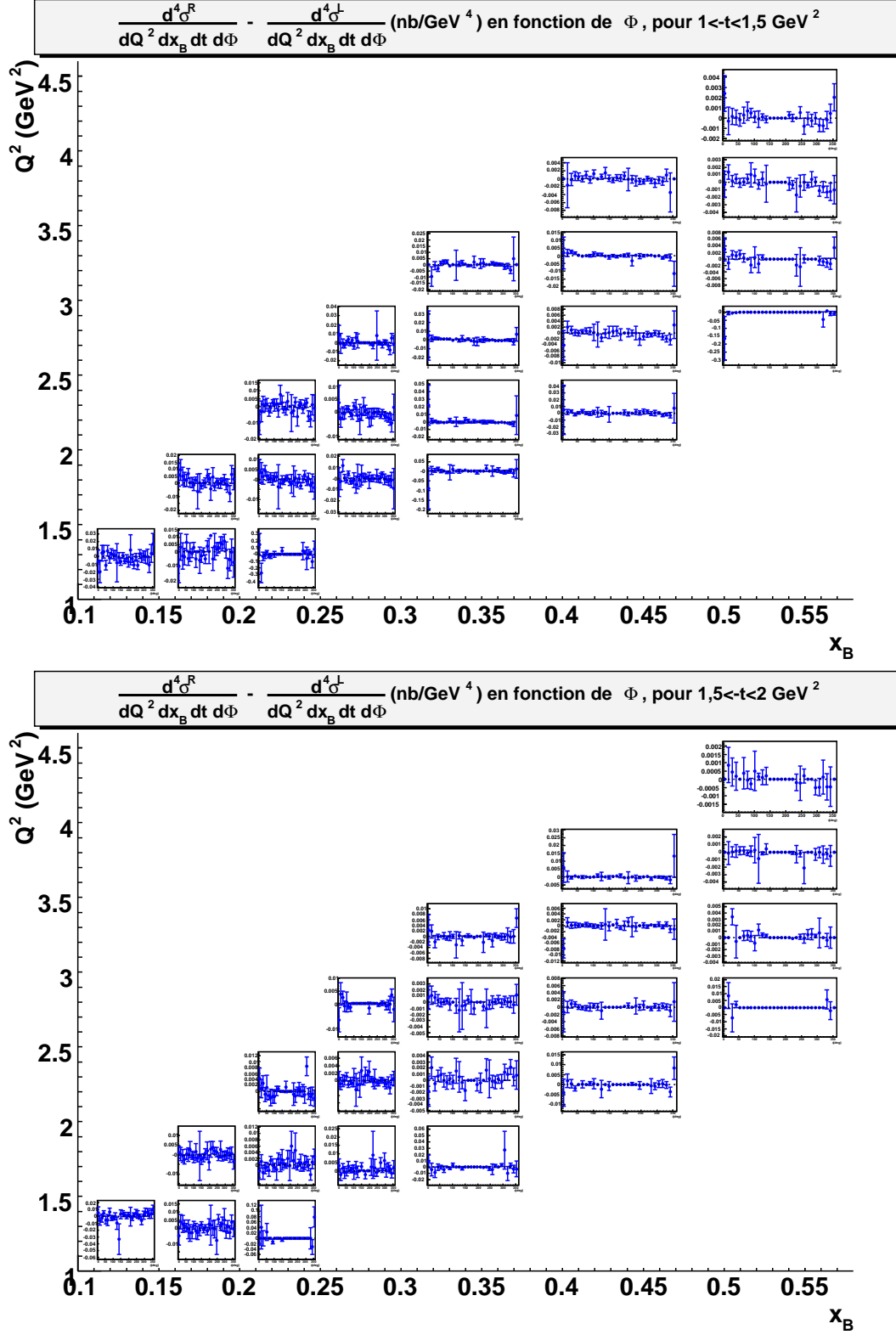


FIG. 2.54 – Différence des sections efficaces polarisées (nb/GeV⁴) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $1 < -t < 1,5 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $1,5 < -t < 2 \text{ GeV}^2$ (en bas). échelle linéaire propre à chaque graphe.

Sixième partie

Interprétation des résultats

Nous discutons dans cette partie l'interprétation (préliminaire) des résultats expérimentaux que nous venons d'obtenir. Nous commençons par comparer nos sections efficaces non polarisées avec le processus Bethe-Heitler (BH). Ensuite, nous décrirons la paramétrisation des GPDs proposée par Vanderhaeghen, Guichon et Guidal (VGG). Nous pourrions alors comparer les résultats aux calculs théoriques du DVCS interférant avec le BH, le processus DVCS étant basé sur l'amplitude du "sac à main" et de la paramétrisation des GPDs décrite. Finalement, nous tenterons une comparaison, dans le domaine cinématique commun (réduit), de nos résultats à ceux du Hall A récemment publiés.

Chapitre 1

Comparaison des sections efficaces non polarisées au processus Bethe-Heitler

Dans un premier temps, nous comparons les sections efficaces non polarisées que nous avons mesurées au processus Bethe-Heitler (BH), qui est, nous le rappelons, exactement calculable en QED.

Comme nous l'avons démontré dans la partie précédente (voir la figure 2.10 de la partie V, qui se trouve page 162), les variations du BH, même entre deux cinématiques très proches, à l'intérieur du même *bin*, peuvent être très rapides. Pour cette raison, nous avons calculé le BH, pour chaque *bin* quadridimensionnel ($Q^2, x_B, -t, \Phi$), non seulement pour la cinématique correspondant au centre du *bin* mais également en l'intégrant sur le *bin* "réduit" tel que défini dans l'analyse (se référer plus particulièrement à la section 2.4.3 de la partie V), en effectuant une intégration sur les 4 variables $Q^2, x_B, -t$ et Φ , en tenant compte des limites et coupures délimitant le *bin* "réduit".

Nous avons alors deux éléments de comparaison pour les sections efficaces non polarisées :

- le BH calculé pour la cinématique correspondant au centre du *bin*,
- le BH intégré sur le *bin* "réduit",

ce dernier étant le calcul de référence correct.

Les figures 1.1, 1.2 et 1.3 représentent les sections efficaces non polarisées en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour les 6 *bins* en $-t$, et montrent la comparaison au BH *calculé pour la cinématique correspondant au centre du bin* (courbes pointillées rouges) et au BH *intégré sur le bin "réduit"* (courbes tiretées bleues).

Nous observons de fortes variations entre le BH calculé pour la cinématique correspondant au centre du *bin* et le BH intégré sur le *bin* "réduit", ce qui démontre encore une fois que le BH varie très rapidement.

Une manière plus précise de comparer les sections efficaces non polarisées au BH *intégré*

sur le *bin* “réduit”, qui est, nous le rappelons, le calcul de référence correct, est donnée par les figures 1.4, 1.5 et 1.6 représentant les rapports du BH intégré sur le *bin* “réduit” sur la section efficace non polarisée en fonction de Φ , dans le plan (Q^2, x_B) , pour les 6 *bins* en $-t$.

A grand $|t|$, nous observons que le BH intégré est inférieur aux sections efficaces, ce qui est le résultat que l’on attendait si l’on se réfère à ce qui a été observé par la collaboration du Hall A [26] et à ce qui a été prédit par les calculs théoriques publiés [13]. L’écart entre le BH et les sections efficaces, que l’on attribue à priori au DVCS, trouve son maximum autour de $\Phi = 180^\circ$ tandis qu’autour de $\Phi = 0^\circ$, le BH reproduit les sections efficaces.

Par contre, à bas $|t|$, nous constatons que le BH intégré est supérieur aux sections efficaces, d’un facteur au maximum 2. Ceci est un résultat inattendu et pourrait être expliqué par des interférences destructives du DVCS avec le BH.

Nous allons vérifier l’hypothèse de telles interférences dans le chapitre suivant consacré à la comparaison des résultats aux prédictions du modèle VGG.

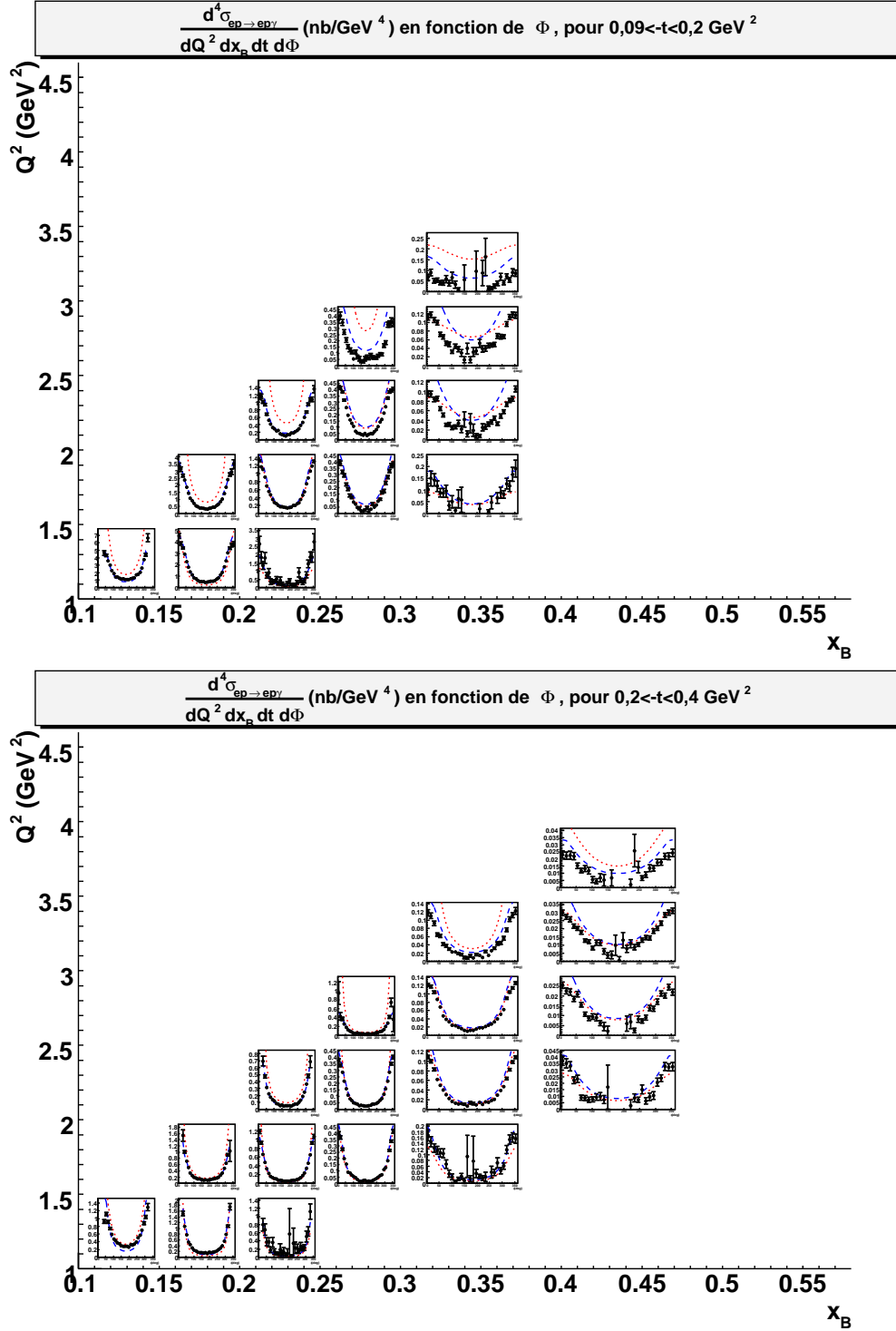


FIG. 1.1 – Sections efficaces non polarisées $\frac{d^4 \sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV^4) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $0.09 < -t < 0.2 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0.2 < -t < 0.4 \text{ GeV}^2$ (en bas), et comparaison au Bethe-Heitler calculé pour la cinématique correspondant au centre du bin (courbes pointillées rouges) et intégré sur le bin “réduit” (courbes tiretées bleues). échelle linéaire propre à chaque graphe.

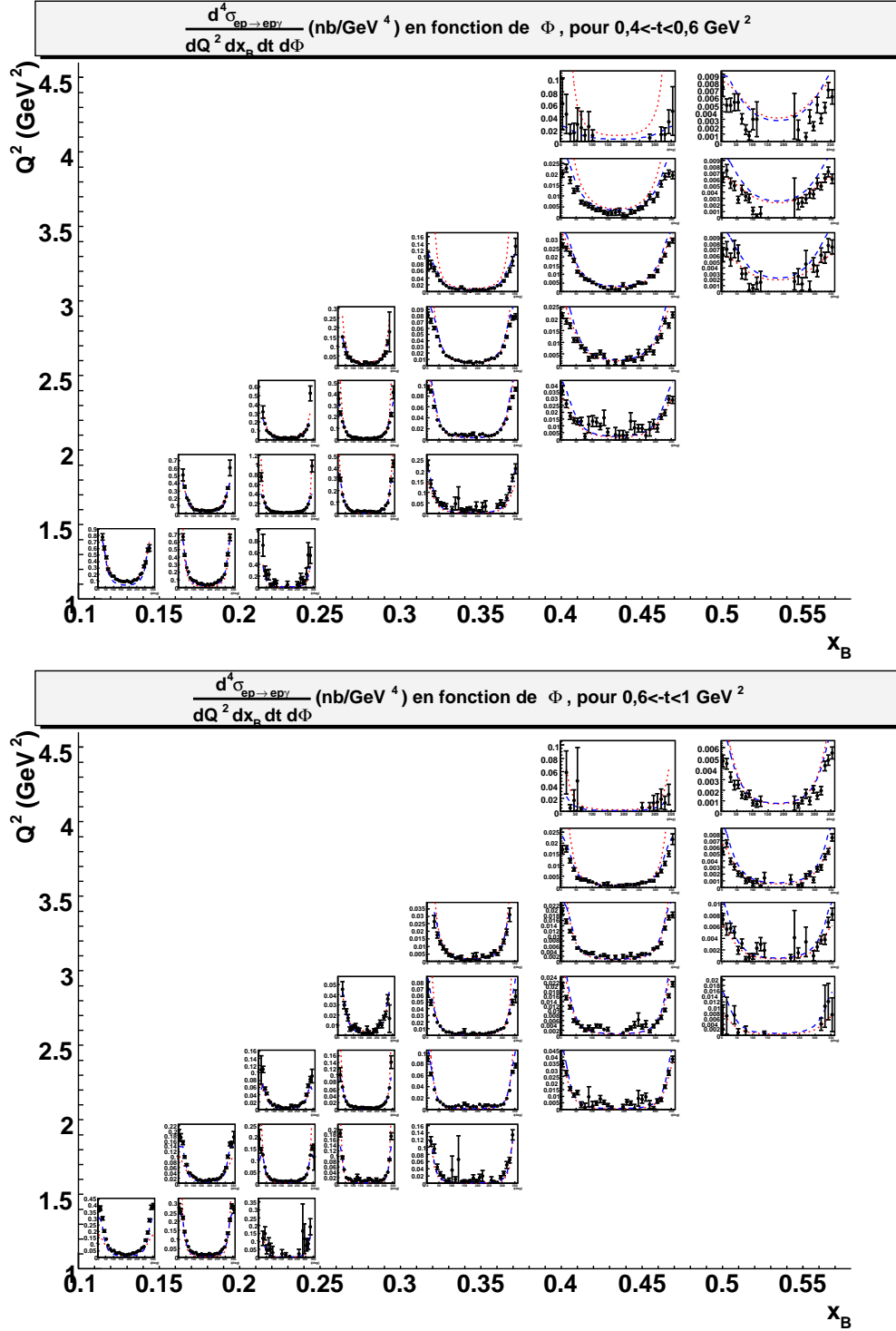


FIG. 1.2 – Sections efficaces non polarisées $\frac{d^4 \sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV^4) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $0.4 < -t < 0.6 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0.6 < -t < 1 \text{ GeV}^2$ (en bas), et comparaison au Bethe-Heitler calculé pour la cinématique correspondant au centre du bin (courbes pointillées rouges) et intégré sur le bin “réduit” (courbes tiretées bleues). échelle linéaire propre à chaque graphe.

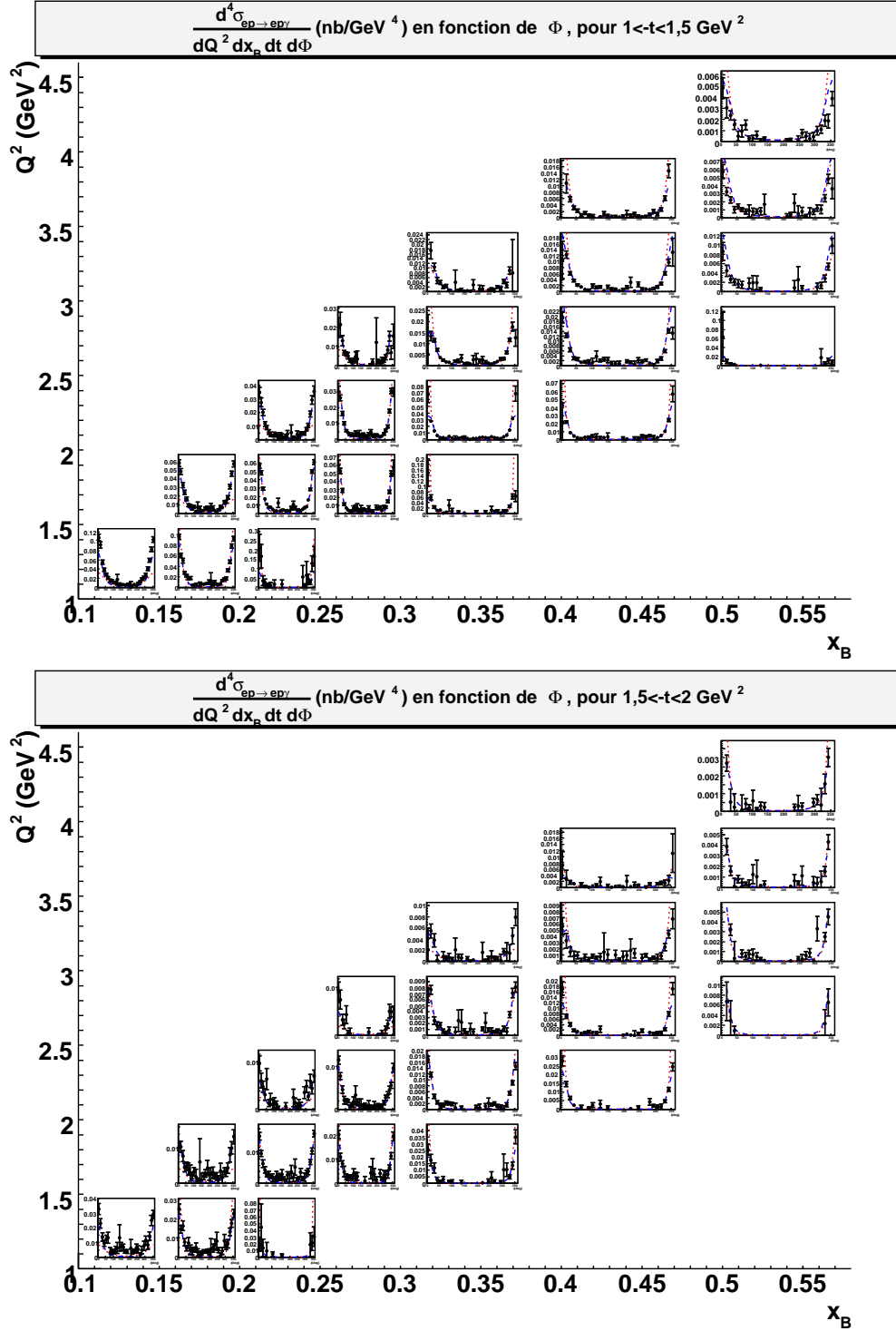


FIG. 1.3 – Sections efficaces non polarisées $\frac{d^4 \sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV⁴) en fonction de Φ (0° – 360°), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $1 < -t < 1.5 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $1.5 < -t < 2 \text{ GeV}^2$ (en bas), et comparaison au Bethe-Heitler *calculé pour la cinématique correspondant au centre du bin* (courbes pointillées rouges) et *intégré sur le bin “réduit”* (courbes tiretées bleues). échelle linéaire propre à chaque graphe.

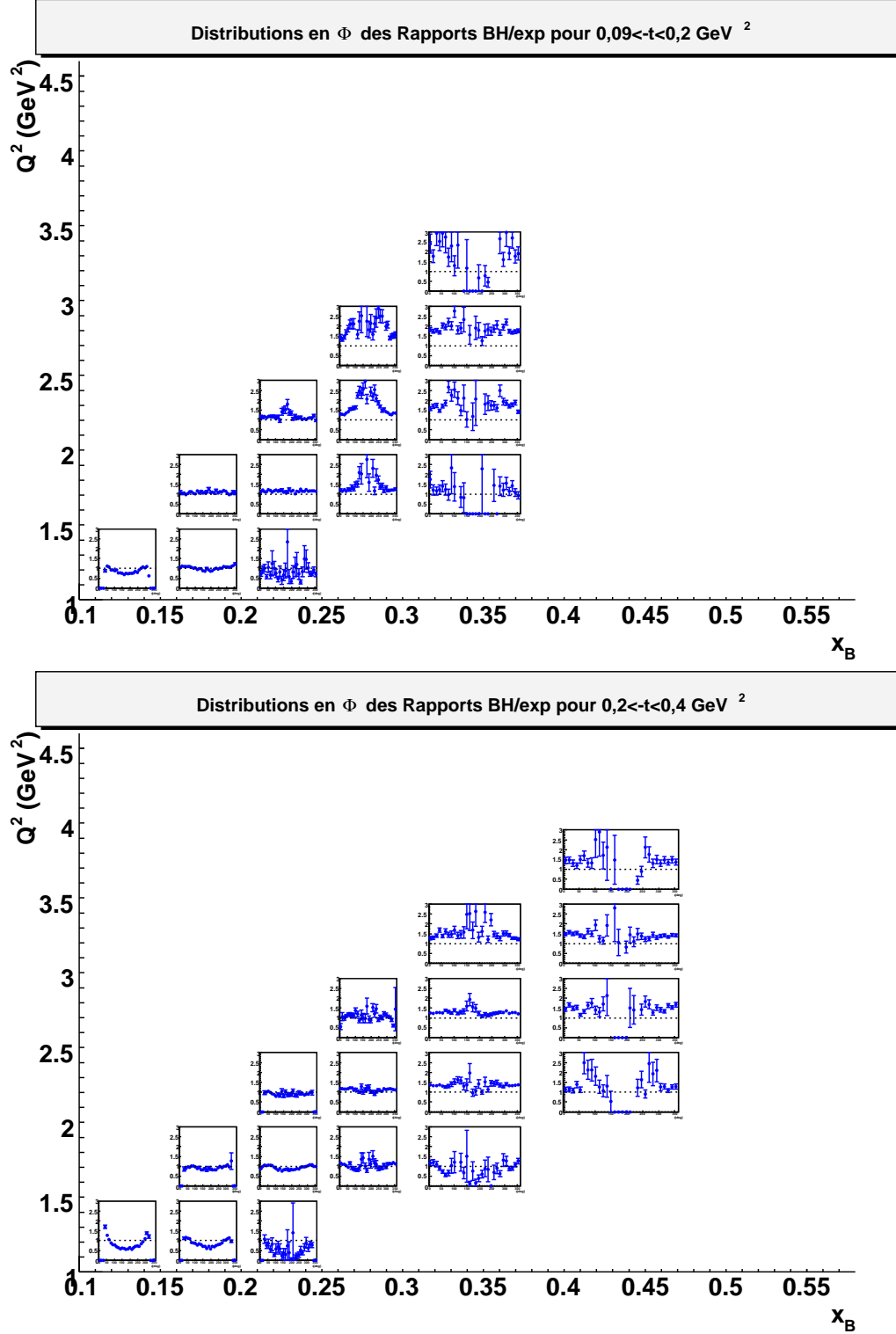


FIG. 1.4 – Rapports du Bethe-Heitler *intégré sur le bin “réduit”* sur la section efficace non polarisée $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$, en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $0,09 < -t < 0,2 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,2 < -t < 0,4 \text{ GeV}^2$ (en bas). *échelle linéaire commune* : $[0 - 3]$.

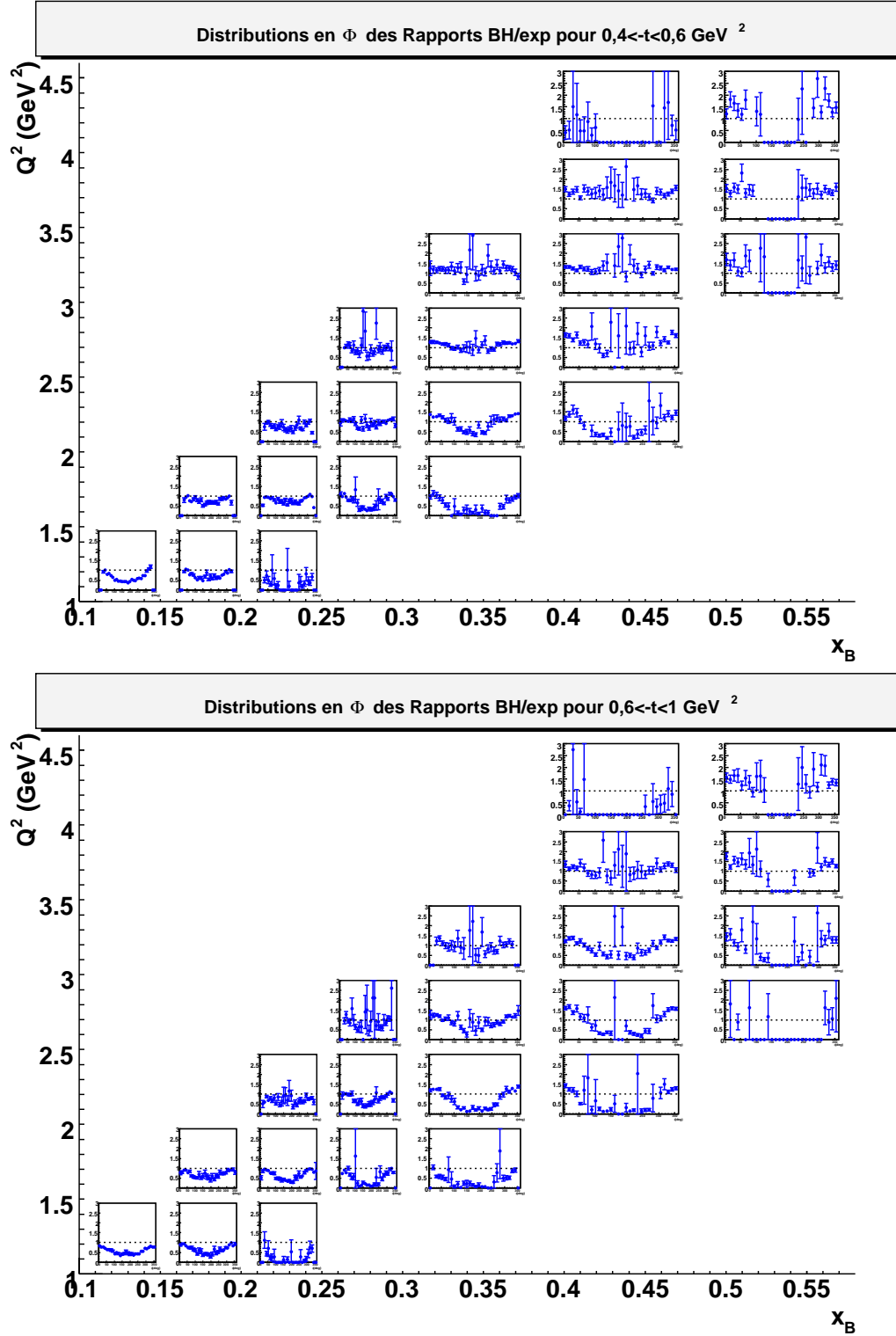


FIG. 1.5 – Rapports du Bethe-Heitler *intégré sur le bin "réduit"* sur la section efficace non polarisée $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$, en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $0,4 < -t < 0,6 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $0,6 < -t < 1 \text{ GeV}^2$ (en bas). *échelle linéaire commune : [0 – 3]*.

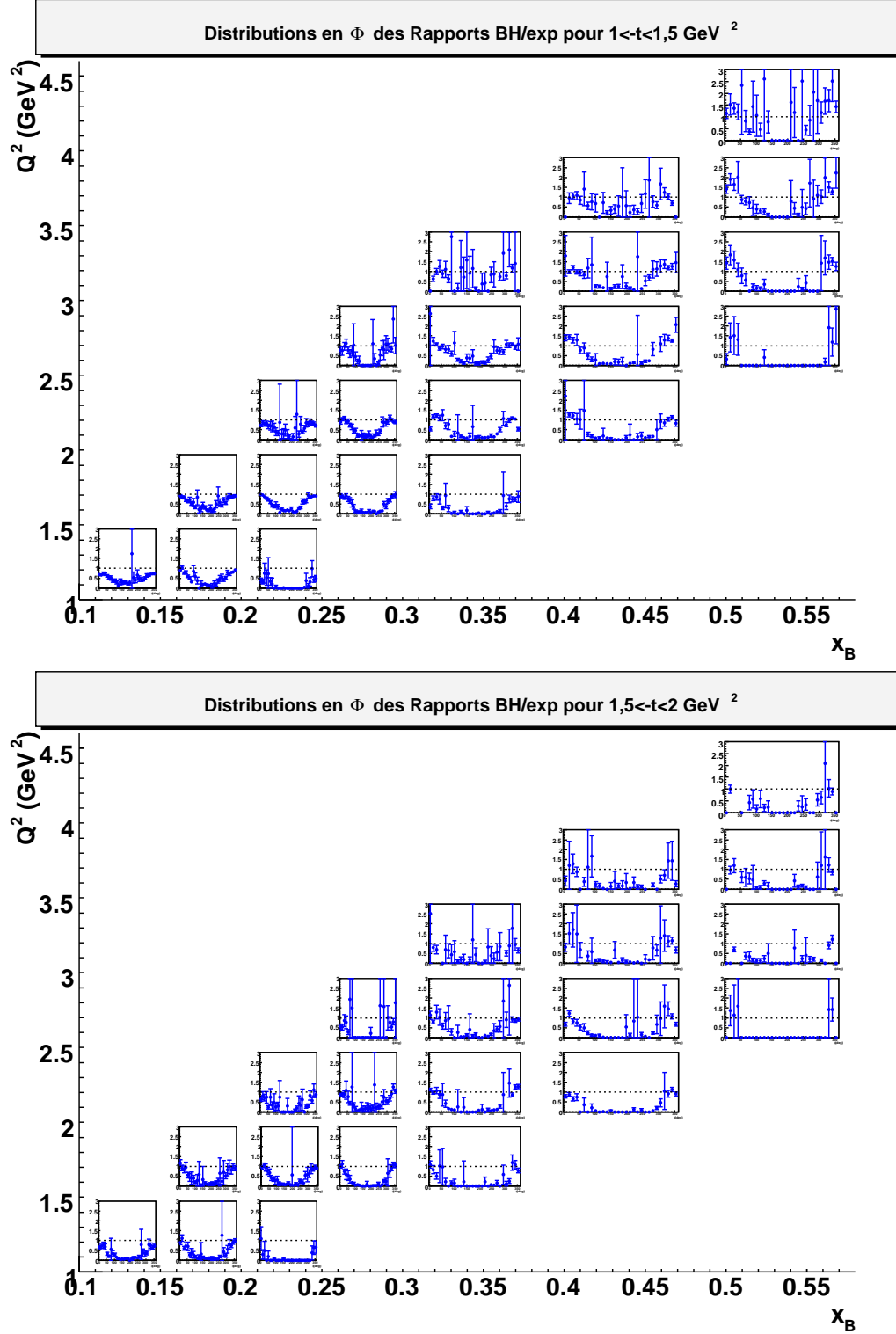


FIG. 1.6 – Rapports du Bethe-Heitler *intégré sur le bin “réduit”* sur la section efficace non polarisée $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$, en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $1 < -t < 1,5 \text{ GeV}^2$ (en haut) et pour $1,5 < -t < 2 \text{ GeV}^2$ (en bas). *échelle linéaire commune : $[0 - 3]$.*

Chapitre 2

Comparaison des résultats aux prédictions du modèle VGG

2.1 Paramétrisation des GPDs

Nous nous concentrons ici uniquement sur la paramétrisation des GPDs initialement proposée par Vanderhaeghen, Guichon et Guidal (VGG), qui nous semble être la plus aboutie et utilisée à ce jour. Le code correspondant permet par ailleurs de calculer avec le minimum d'approximation cinématique toutes les observables qui nous intéressent. Depuis les premiers articles [13], le modèle des GPDs VGG a évolué [12, 52] et nous décrivons ici brièvement leur dernière paramétrisation. Nous rappelons que les GPDs dépendent des trois variables x , ξ et t .

2.1.1 Les Doubles Distributions

L'interdépendance entre x et ξ s'effectue à travers la notion de double distribution (DD) $F^q(\beta, \alpha)$, introduite originellement par Radyushkin [53].

Par exemple, pour H :

$$H_{DD}^q(x, \xi) = \int_{-1}^1 d\beta \int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|} d\alpha \delta(x - \beta - \alpha\xi) F^q(\beta, \alpha) \quad (2.1)$$

où $F^q(\beta, \alpha)$ s'interprète comme l'amplitude de probabilité de trouver dans le nucléon un quark portant une fraction d'impulsion β de l'impulsion moyenne du nucléon $P = (p+p')/2$ (p et p' étant respectivement l'impulsion du proton initial et celle du proton final) et une fraction $-(1+\alpha)/2$ de l'impulsion transférée Δ .

Une des motivations pour cette forme est la contrainte (indépendante de modèle) de polynomialité [54] que doivent satisfaire les GPDs et qui stipule que le $n^{ième}$ moment en x doit être un polynôme en ξ de degré, au plus, n . Grâce à la fonction δ qui lie x et ξ dans la formule 2.1, cette propriété, très difficile à satisfaire autrement, est automatiquement vérifiée (à une exception près, comme nous le verrons dans la section sur le “ D -term”).

De plus, la forme de cette double distribution est contrainte par les deux limites : $\Delta = 0$ et $p' = 0$. Le cas $\Delta = 0$ (i.e. $\xi = 0$) implique que la dépendance en β doit contenir la distribution des quarks $q(\beta)$ puisque H_{DD}^q doit satisfaire les relations avec les fonctions de DIS de l'équation 2.3 de la partie I (page 17). Dans le cas où $p' = 0$, la double distribution doit refléter une distribution d'amplitude de type mésonique dans le nucléon qui peut s'écrire : $((1 - \beta) - \alpha)((1 - \beta) + \alpha)$. La paramétrisation de la double distribution peut s'écrire :

$$F^q(\beta, \alpha) = h(\beta, \alpha) q(\beta) \quad (2.2)$$

où $h(\beta, \alpha)$ est une fonction de profil normalisée contenant la distribution mésonique. Elle est contrainte par la relation obtenue avec l'équation 2.1 lorsque $\Delta \rightarrow 0$:

$$q(x) = \int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|} d\alpha h(\beta, \alpha) q(x) \quad (2.3)$$

$$\text{donc } \int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|} d\alpha h(\beta, \alpha) = 1 \quad (2.4)$$

et peut s'écrire :

$$h(\beta, \alpha) = C \frac{[(1 - |\beta|)^2 - \alpha^2]^b}{(1 - |\beta|)^{2b+1}} \quad (2.5)$$

où C est la constante de normalisation qui dépend de b . La fonction de profil ne dépend que d'un paramètre b non contraint. Plus la valeur de b est élevée, plus la dépendance de H_{DD}^q en ξ est faible. A la limite $b \rightarrow \infty$, $h(\beta, \alpha) = 1$ et H_{DD}^q devient indépendant de b .

En principe, deux paramètres b sont nécessaires : un pour les quarks de valence (b_v) et un pour les quarks de la mer (b_s). Ils sont relativement libres (ils doivent seulement être positifs) mais, par la suite, nous adopterons les valeurs $b_v = b_s = 1$ communément utilisées. La figure 2.1 montre la dépendance en ξ et x pour la fonction H_{DD}^u pour $t = 0$ et 3 valeurs du couple de paramètres (b_v, b_s).

2.1.2 Dépendance en t

Les corrélations entre (x, ξ) et t sont basées sur des idées s'inspirant de la théorie de Regge. On introduit une dépendance en t dans la double distribution $F^q(\beta, \alpha)$ de la forme $\beta^{-\alpha' t}$. Nous avons précisément [52] :

$$F^q(\beta, \alpha, t) = F^q(\beta, \alpha) \beta^{-\alpha'_1(1-\beta)t} \quad (2.6)$$

où α'_1 est un paramètre déterminé à partir de la relation qui lie les GPDs aux facteurs de forme (équations 2.4 et 2.5 de la partie I, page 17) et d'un ajustement aux données de ces derniers. Dans la référence [52], la valeur de α'_1 est $1,098 \text{ GeV}^{-2}$, une valeur typique de pente de Regge hadronique.

L'exposant, dans la formule 2.6, contient un facteur $(1 - \beta)$ devant t pour satisfaire la règle de comptage qui stipule que le facteur de forme $F_1(t)$ doit se comporter en $\frac{1}{t^2}$ à grand $|t|$.

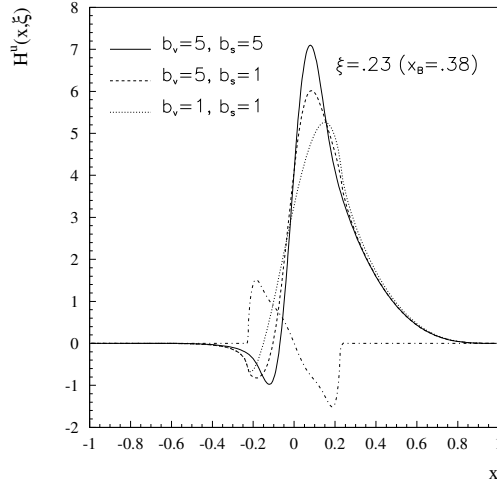


FIG. 2.1 – Modélisation de $H_{DD}^u(x, \xi, t=0)$ en fonction de x pour $\xi = 0, 23$ (soit $x_B = 0, 38$) pour différentes configurations des paramètres b_v et b_s . La figure (tirée de [1]) montre aussi, en traits tiretés-pointillés, la forme du D -term, non nul uniquement dans l'intervalle $-\xi < x < \xi$.

Physiquement, cette formule produit une pente en t de plus en plus grande au fur et à mesure que β diminue. Comme β reflète la fraction d'impulsion portée par le quark actif et que t est la variable conjuguée du paramètre d'impact (voir section 2.2 de la partie I), ceci reflète une image du nucléon où les quarks de valence (à grand β) seraient plutôt au centre du nucléon (faible pente en t , donc petit paramètre d'impact) alors que les quarks de la mer (à petit β) seraient plutôt à la périphérie du nucléon (grande pente en t , donc grand paramètre d'impact). Cette image simple donne l'idée d'un nucléon avec un coeur dur et un nuage de pions (associé aux paires quarks-antiquarks de la mer) autour.

2.1.3 Le D -term

Comme mentionné précédemment, la modélisation de la fonction H_{DD}^q par l'équation 2.1 vérifie la règle de polynomialité à une exception près : lorsque n est impair. Pour la satisfaire, il faut ajouter à H_{DD}^q au moins un terme, $D(x, \xi)$, appelé le D -term. Physiquement, ce D -term représente l'échange de nombre quantique 0^+ entre le photon et le nucléon et peut donc être interprété comme l'échange de deux pions.

Le D -term est défini dans l'intervalle $-\xi < x < \xi$, qu'on appelle communément la région ERBL, et se comporte comme une fonction impaire de x/ξ . La figure 2.1 illustre ce comportement. Notons que, puisque le D -term s'annule à $x = \pm\xi$, il ne contribue pas à la partie imaginaire de l'amplitude DVCS. Pour rappel, dans la partie I, nous avons vu que la partie imaginaire de l'amplitude DVCS était proportionnelle aux GPDs au point $x = \xi$. Par conséquent, le D -term qui peut jouer un rôle important dans la section efficace non polarisée car elle combine les parties réelle et imaginaire de l'amplitude, n'aura aucun effet dans la différence des sections efficaces polarisées qui est, elle, proportionnelle

uniquement à la partie imaginaire de l'amplitude (notons au passage que l'asymétrie, définie comme le rapport de la différence de sections efficaces polarisées à leur somme, est, elle, naturellement, sensible au D -term). Enfin, le D -term est indépendant de la saveur des quarks.

Il est paramétrisé dans la référence [54] à partir de polynômes de Gegenbauer $C^{3/2}$ (fonctions propres de l'opérateur d'évolution des équations ERBL) :

$$D(x/\xi) = N(1 - (x/\xi)^2) \left[C_1^{3/2}(x/\xi) + d_3 C_3^{3/2}(x/\xi) + d_5 C_5^{3/2}(x/\xi) \right] \quad (2.7)$$

Les paramètres N , d_3 , d_5 , etc... sont à priori libres. Ils ont été estimés dans une première approche par le modèle de soliton chirale [12] qui donne : $N = -4/3$, $d_3 = 0,3$ et $d_5 = 0,1$. Ces valeurs peuvent en principe être ajustées mais, par la suite, dans la comparaison du modèle avec les données, nous prendrons strictement ces valeurs. Nous nous permettrons aussi de changer le signe global (N est négatif ci-dessus) pour en évaluer l'effet.

Finalement, en l'absence de toute contrainte sur la dépendance en t du D -term (non contraint par les relations avec les facteurs de forme (équations 2.4 et 2.5 de la partie I) car impair en x), nous adoptons un simple ansatz factorisé :

$$D(x/\xi, t) = D(x/\xi) F_1(t) \quad (2.8)$$

où $F_1(t)$ est le facteur de forme du nucléon.

Finalement, notons que le D -term contribue à H et à E .

2.2 Comparaison des sections efficaces non polarisées et de la différence des sections efficaces polarisées aux prédictions du modèle VGG

Dans cette section, nous comparons nos résultats expérimentaux aux calculs théoriques du BH et du DVCS, les deux processus interférant au niveau des amplitudes. Nous rappelons que le BH est essentiellement un calcul exact, basé sur QED. Le DVCS est, quant à lui, dépendant des GPDs et de leur paramétrisation. Etant donné l'importante incertitude actuelle pesant sur la paramétrisation des GPDs (pour ne prendre qu'un exemple, la normalisation du D -term est extrêmement incertaine, malgré le guide que nous fournit le modèle de soliton chirale), nous ne nous bornerons ici qu'à une rapide exploration de quelques configurations choisies du modèle VGG :

- contribution de H seulement,
- contribution de $H + D$ -term de signe négatif (le D -term contribuant à H ET E),
- contribution de $H + D$ -term de signe positif (le D -term contribuant à H ET E).

Bien que le modèle du soliton chirale indique un signe global négatif pour le D -term (signe de N dans l'équation 2.7), nous prenons la liberté d'observer l'influence de ce signe (nous sommes loin du régime de la symétrie chirale). Rappelons que le D -term est

purement réel et que le choix du signe a par conséquent une influence directe sur son interférence avec le BH, également purement réel.

Au passage, mentionnons que nous avons également effectué les calculs avec les contributions de \tilde{H} et \tilde{E} , ces dernières étant paramétrisées, pour \tilde{H} , par le produit d'une distribution de quark polarisée $\Delta q(x)$ et du facteur de forme axial $G_A(t)$ et, pour \tilde{E} , par l'échange dans la voie t du pôle du pion neutre. Dans les trois configurations citées précédemment, nous avons trouvé leur influence négligeable.

Le calcul de sections efficaces avec le DVCS (qui inclut le calcul de GPDs) implique un temps de calcul important. Par conséquent, nous souhaitons éviter l'intégration du BH sur les 4 variables, qui nécessite également un temps de calcul important, et avons choisi 3 bins en (Q^2, x_B) pour lesquels nous avons observé peu de différence entre le BH calculé pour la cinématique correspondant au centre du *bin* et le BH intégré sur le *bin* "réduit". En effectuant les calculs à la cinématique correspondant au centre du *bin*, nous nous affranchissons de l'intégration du BH, ce qui permet de minimiser le temps de calcul.

Les 3 *bins* en (Q^2, x_B) que nous avons choisis afin de suivre l'évolution en fonction de t des sections efficaces pour les trois configurations choisies sont donnés par le tableau 2.1 :

<i>Bins</i> en Q^2 (GeV²)	<i>Bins</i> en x_B
1, 5 – 2	0, 2 – 0, 25
1, 5 – 2	0, 25 – 0, 3
2 – 2, 5	0, 25 – 0, 3

TAB. 2.1 – Les trois *bins* en (Q^2, x_B) choisis pour l'étude.

Les figures 2.2, 2.3 et 2.4 montrent la comparaison des sections efficaces non polarisées $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ aux calculs théoriques du DVCS interférant avec le BH *calculé pour la cinématique correspondant au centre du bin*, basées sur la paramétrisation décrite précédemment et suivant les trois configurations choisies. Le BH, *calculé pour la cinématique correspondant au centre du bin* (courbes pointillées rouges) et *intégré sur le bin "réduit"* (courbes pointillées bleues), y est également représenté.

Les figures 2.5, 2.6 et 2.7 montrent, quant à elles, la comparaison des différences de sections efficaces polarisées aux calculs théoriques du DVCS interférant avec le BH *calculé pour la cinématique correspondant au centre du bin*, basées sur la même paramétrisation et suivant les trois mêmes configurations choisies.

Nous observons le résultat surprenant de sections efficaces non polarisées apparaissant inférieures au Bethe-Heitler pour certains *bins* à bas $|t|$. Si ce résultat préliminaire devait être confirmé, il indiquerait des interférences destructives pouvant être expliquées par l'influence du *D-term*, qui est très faiblement contraint. Quant aux différences de sections efficaces polarisées, qui, elles, sont insensibles au *D-term* (rappelons que ce dernier ne contribue pas à la partie imaginaire de l'amplitude DVCS car il s'annule à $x = \xi$), présentent un bon accord avec les calculs théoriques.

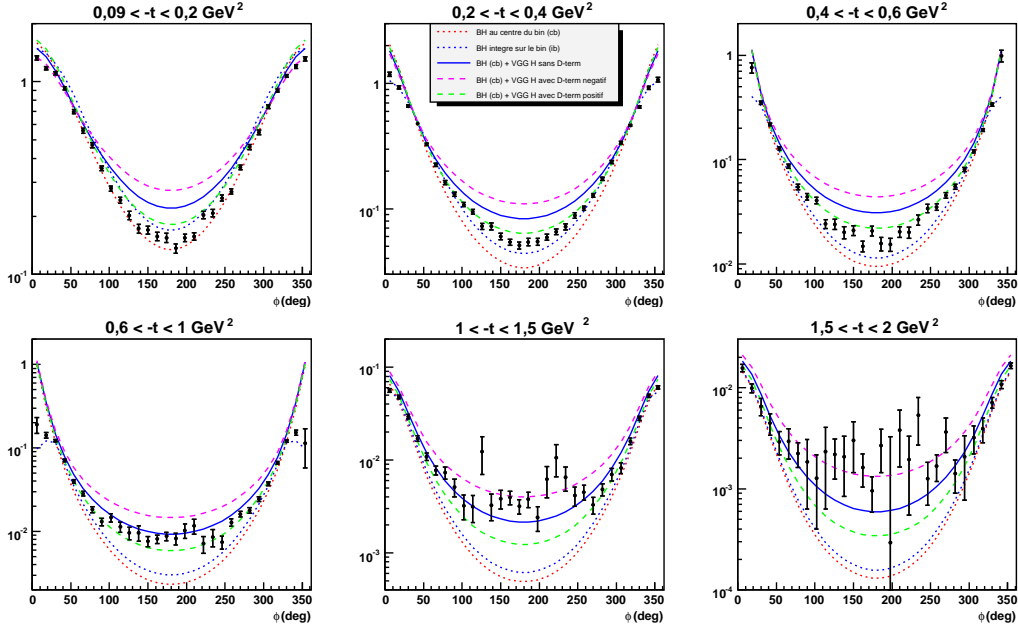


FIG. 2.2 – Comparaison des sections efficaces non polarisées $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV⁴) aux prédictions du modèle VGG pour le DVCS interférant avec le BH *calculé pour la cinématique correspondant au centre du bin*, pour les 6 bins en $-t$ tels que : $1,5 < Q^2 < 2$ GeV² et $0,2 < x_B < 0,25$.

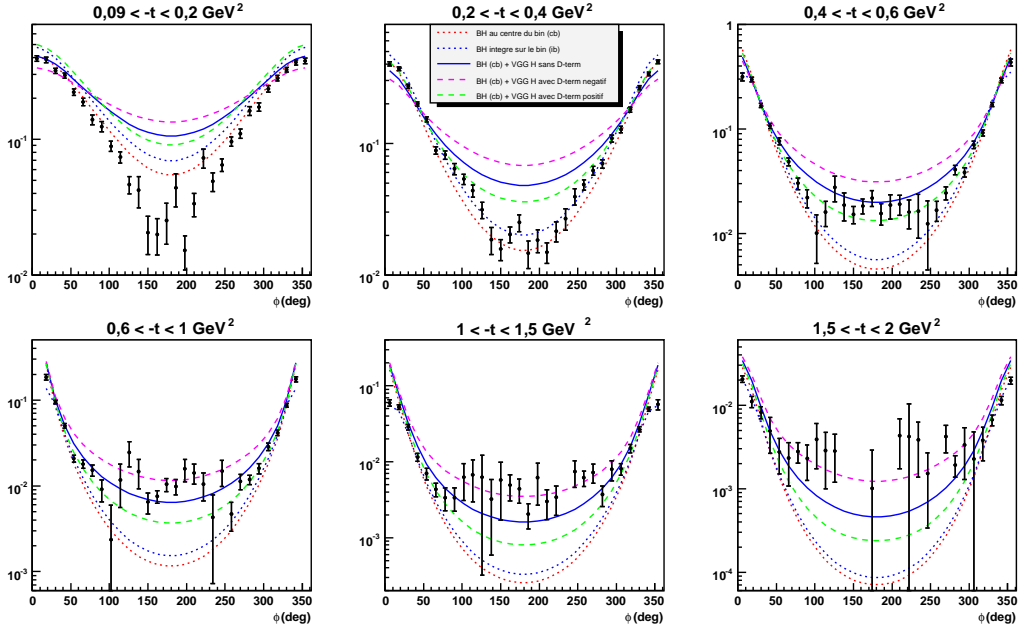


FIG. 2.3 – Comparaison des sections efficaces non polarisées $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV⁴) aux prédictions du modèle VGG pour le DVCS interférant avec le BH *calculé pour la cinématique correspondant au centre du bin*, pour les 6 bins en $-t$ tels que : $1,5 < Q^2 < 2$ GeV² et $0,25 < x_B < 0,3$.

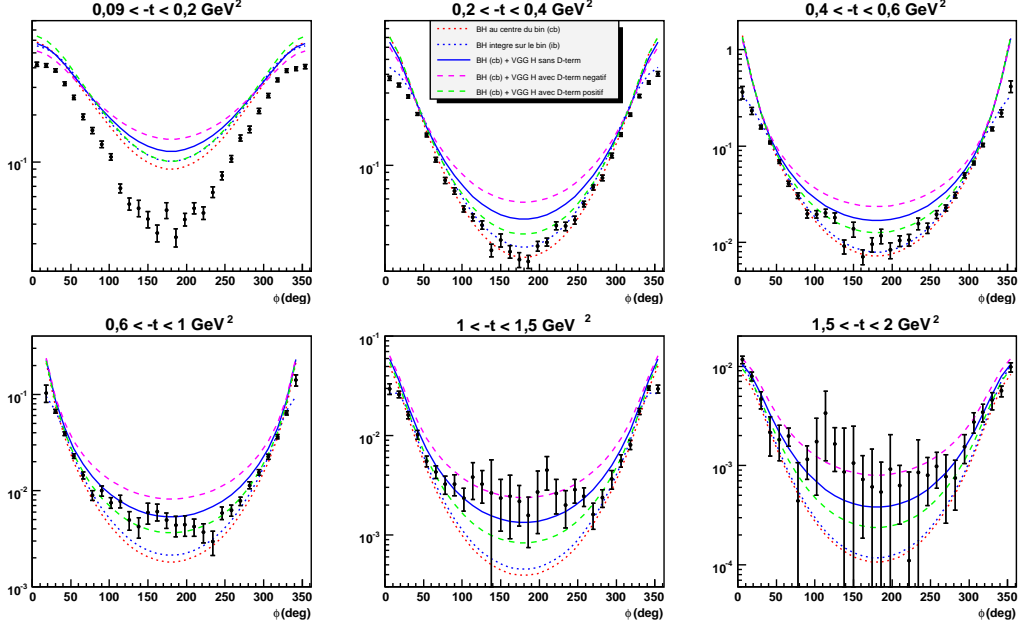


FIG. 2.4 – Comparaison des sections efficaces non polarisées $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV⁴) aux prédictions du modèle VGG pour le DVCS interférant avec le BH *calculé pour la cinématique correspondant au centre du bin*, pour les 6 bins en $-t$ tels que : $2 < Q^2 < 2,5$ GeV² et $0,25 < x_B < 0,3$.

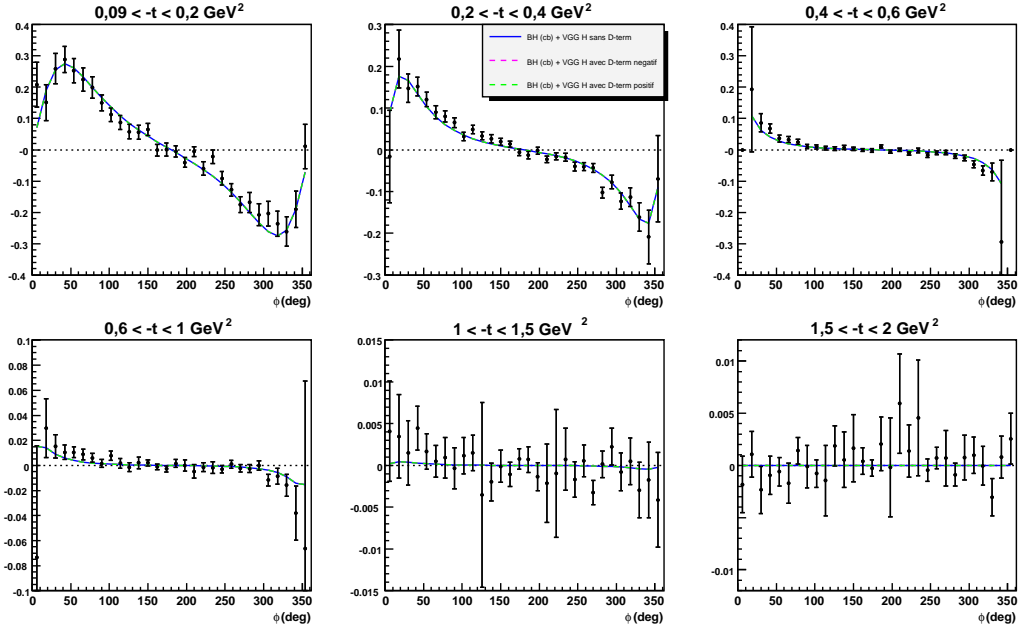


FIG. 2.5 – Comparaison de la différence des sections efficaces polarisées (nb/GeV⁴) aux prédictions du modèle VGG pour le DVCS interférant avec le BH *calculé pour la cinématique correspondant au centre du bin*, pour les 6 bins en $-t$ tels que : $1,5 < Q^2 < 2$ GeV² et $0,2 < x_B < 0,25$.

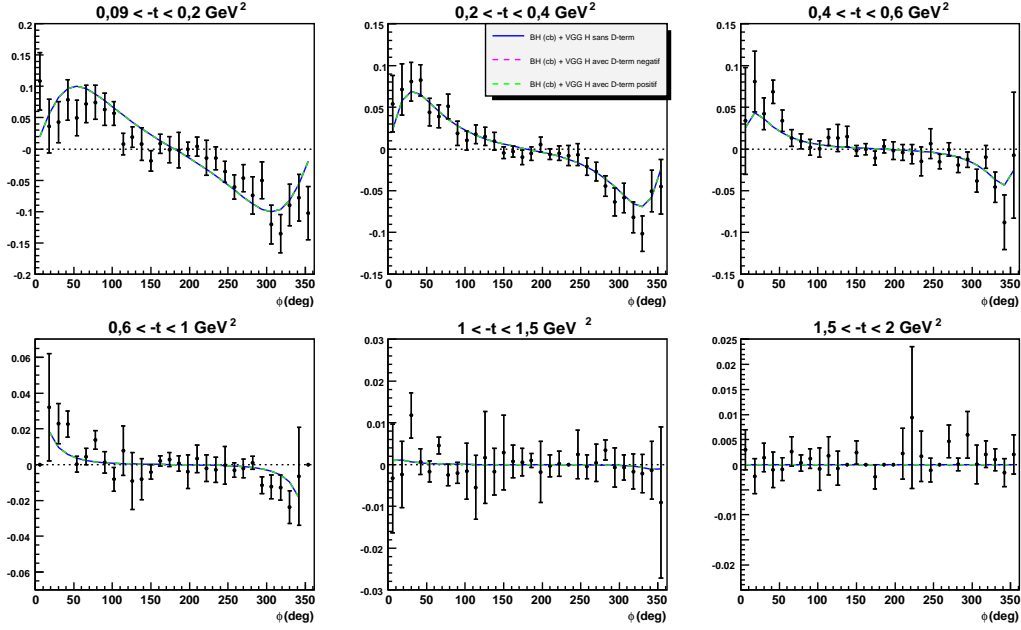


FIG. 2.6 – Comparaison de la différence des sections efficaces polarisées (nb/GeV⁴) aux prédictions du modèle VGG pour le DVCS interférant avec le BH *calculé pour la cinématique correspondant au centre du bin*, pour les 6 bins en $-t$ tels que : $1,5 < Q^2 < 2$ GeV² et $0,25 < x_B < 0,3$.

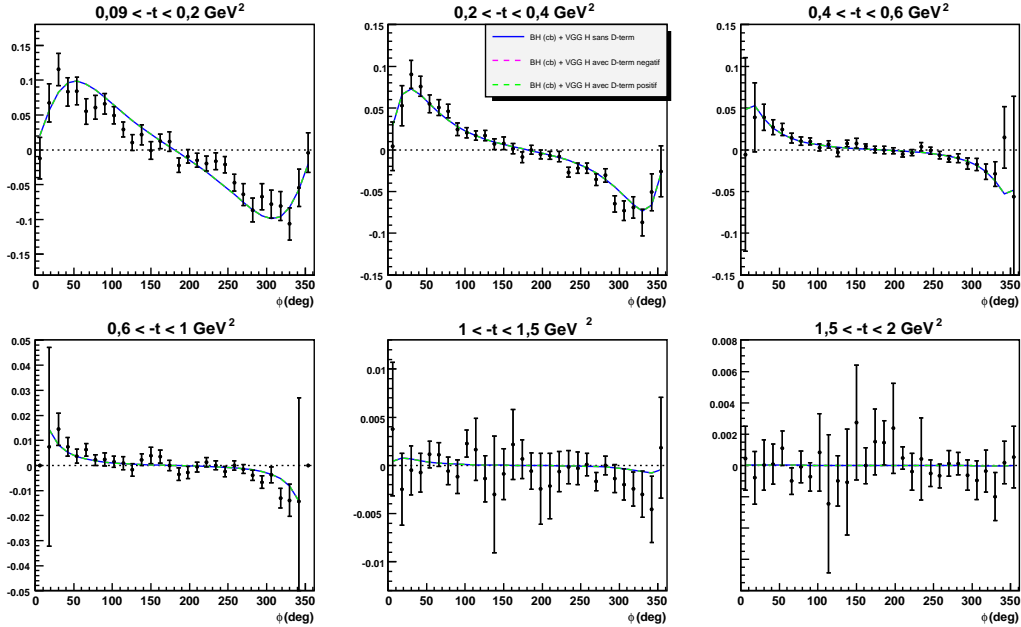


FIG. 2.7 – Comparaison de la différence des sections efficaces polarisées (nb/GeV⁴) aux prédictions du modèle VGG pour le DVCS interférant avec le BH *calculé pour la cinématique correspondant au centre du bin*, pour les 6 bins en $-t$ tels que : $2 < Q^2 < 2,5$ GeV² et $0,25 < x_B < 0,3$.

Chapitre 3

Comparaison des résultats aux données existantes

Finalement, nous tentons ici une comparaison de nos résultats à ceux publiés [26] par la collaboration du Hall A de JLab. La figure 3.1 représente nos sections efficaces non polarisées $\frac{d^4\sigma_{ep\rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV⁴) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $0,09 < -t < 0,2$ GeV² (à gauche) et pour $0,2 < -t < 0,4$ GeV² (à droite). Les données du Hall A y sont illustrées en vert : 1 courbe verte à gauche et 3 courbes vertes superposées à droite.

Mettons l'accent sur le fait que la figure est surtout illustrative et donne une impression qualitative car les *bins* du Hall A, présentant une forme ellipsoïdale dans le plan (Q^2, x_B) , ne sont pas directement comparables aux nôtres, étant centrés en différentes cinématiques avec des largeurs de *bins* différentes et couvrant ainsi des espaces de phase différents.

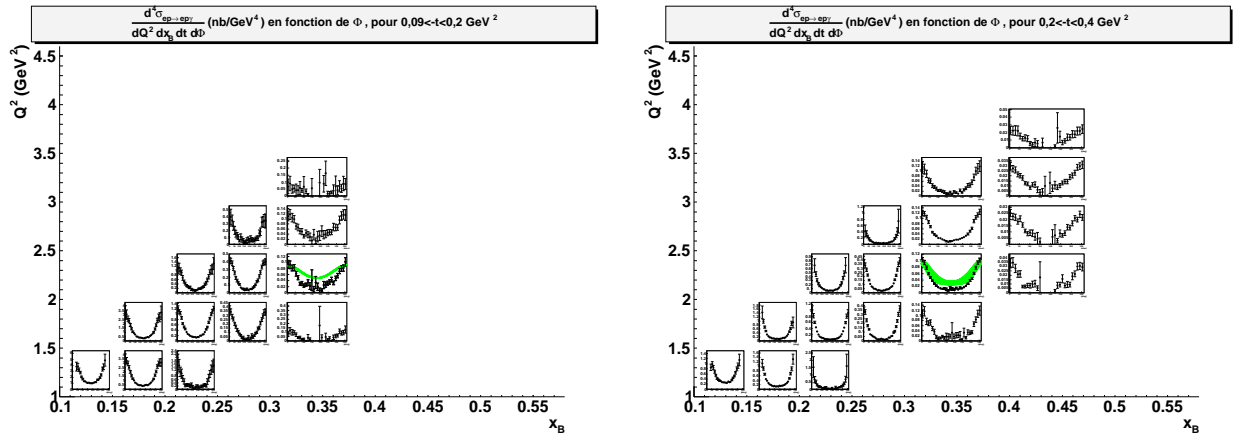


FIG. 3.1 – Sections efficaces non polarisées $\frac{d^4\sigma_{ep\rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV⁴) en fonction de Φ ($0^\circ - 360^\circ$), dans le plan (Q^2, x_B) , pour $0,09 < -t < 0,2$ GeV² (à gauche) et pour $0,2 < -t < 0,4$ GeV² (à droite), avec les données du Hall A en vert : 1 courbe verte à gauche et 3 courbes vertes superposées à droite. *échelle linéaire propre à chaque graphe.*

Parmi les 4 cinématiques publiées du Hall A, nous considérons les 3 suivantes :

- $Q^2 = 2, 3 \text{ GeV}^2$, $x_B = 0, 36$, $-t = 0, 23 \text{ GeV}^2$,
- $Q^2 = 2, 3 \text{ GeV}^2$, $x_B = 0, 36$, $-t = 0, 28 \text{ GeV}^2$,
- $Q^2 = 2, 3 \text{ GeV}^2$, $x_B = 0, 36$, $-t = 0, 33 \text{ GeV}^2$,

que l'on peut "insérer" dans un (seul) de nos *bins* en $(Q^2, x_B, -t)$.

La figure 3.2 présente nos sections efficaces non polarisées, ainsi que le BH *calculé pour la cinématique correspondant au centre du bin* (courbe pointillée rouge) et *intégré sur le bin "réduit"* (courbe tiretée bleue), en fonction de Φ , pour le *bin* en $(Q^2, x_B, -t)$ "englobant" ou du moins proche des 3 cinématiques citées : $2 < Q^2 < 2,5 \text{ GeV}^2$, $0,3 < x_B < 0,38$, $0,2 < -t < 0,4 \text{ GeV}^2$. Les résultats du Hall A pour les 3 cinématiques, ainsi que les BH correspondants, sont également représentés (en vert) sur la figure : les courbes vertes *épaisses* représentent les ajustements de leurs données avec les barres d'erreur statistique associées, et les courbes vertes *fines* illustrent le BH calculé pour les 3 cinématiques correspondantes.

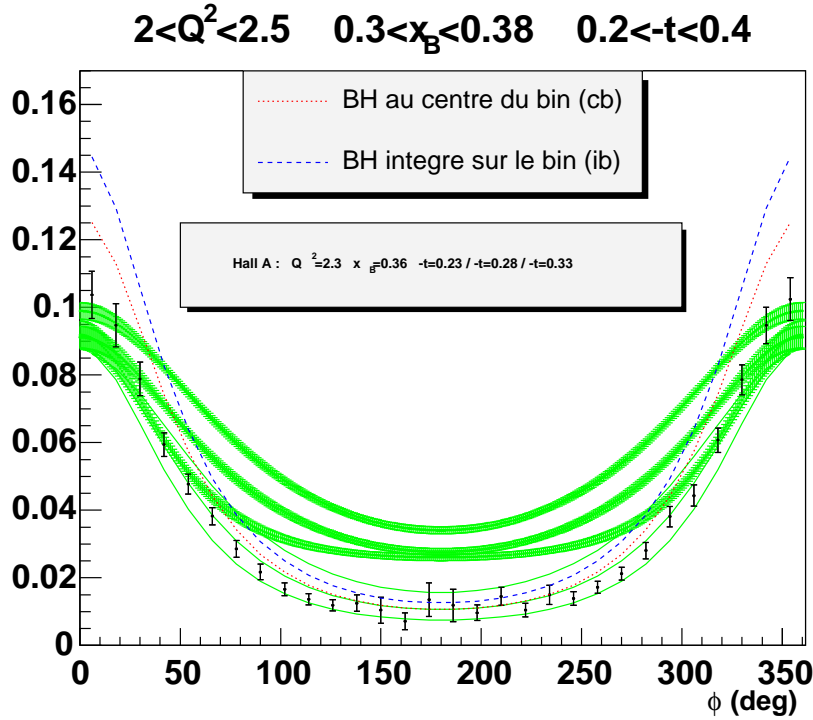


FIG. 3.2 – Comparaison des sections efficaces non polarisées $\frac{d^4\sigma_{ep \rightarrow ep\gamma}}{dQ^2 dx_B dt d\Phi}$ (nb/GeV⁴) aux données du Hall A.

Nous voulons insister sur le fait que nos résultats ne sont pas *directement* comparables avec ceux du Hall A, ayant été obtenus sur des espaces de phase différents (n'oublions pas que le BH varie très rapidement). Néanmoins, nous observons qu'autour de $\Phi = 0^\circ$, nos résultats sont en accord avec ceux du Hall A.

Nos sections efficaces, pour ce *bin* en $(Q^2, x_B, -t)$, sont inférieures ou en accord avec le BH (qu'il soit calculé au centre du *bin* ou intégré), ce qui pourrait se traduire par des interférences destructives du DVCS avec le BH. Les sections efficaces du Hall A, elles, semblent être supérieures au BH (calculé pour leurs 3 cinématiques).

Ces deux constatations semblent s'opposer. Nous les attribuons pour l'instant, en attente de vérifications plus fines (par exemple tenter de reproduire l'espace de phase exact du Hall A avec nos données) au fait que nos résultats ne sont pas *directement* comparables avec ceux du Hall A pour les raisons évoquées.

Ceci dit, globalement, nos résultats et ceux du Hall A sont relativement proches.

Conclusions

Nous avons étudié la Diffusion Compton Profondément Virtuelle sur le Nucléon sur le plus vaste domaine cinématique jamais exploré jusqu'à présent pour cette réaction. Après avoir présenté les travaux accomplis au cours de cette thèse dans le cadre de la préparation de l'expérience e1-DVCS (contributions au programme de simulation Monte Carlo avec notamment l'implantation de la géométrie du calorimètre DVCS et études de simulation) et ceux réalisés à l'issue de la prise de données (étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques de CLAS), nous avons présenté l'analyse des données effectuée pour extraire les sections efficaces polarisées et non polarisées de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$.

A partir des résultats que nous avons obtenus, nous avons effectué une première comparaison avec les calculs théoriques du DVCS, basé sur l'amplitude du "sac à main", en s'appuyant sur la paramétrisation des GPDs la plus aboutie à ce jour (cependant certainement pas finale).

La section efficace non polarisée et la différence des sections efficaces polarisées de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$, que nous avons extraites, sont sensibles principalement à la GPD H .

Nous avons trouvé le résultat préliminaire surprenant indiquant que le Bethe-Heitler serait supérieur aux sections efficaces non polarisées pour certaines cinématiques (certains *bins*) à bas $|t|$, ce qui semble indiquer une interférence destructive entre le DVCS et le Bethe-Heitler. Nous avons montré que le D -term, qui est très faiblement contraint, peut être un candidat naturel pour expliquer ces interférences destructives.

Par ailleurs, nous avons observé que les différences de sections efficaces polarisées, qui sont insensibles au D -term (ce dernier ne contribuant pas à la partie imaginaire de l'amplitude DVCS car il s'annule à $x = \xi$), se révèlent être en bon accord avec les calculs théoriques.

Une analyse parallèle est en cours de réalisation par une équipe aux Etats-Unis et fournira, à moyen terme, des résultats que nous pourrons alors comparer aux nôtres. Par ailleurs, il reste des vérifications plus fines à effectuer dans le cadre de la comparaison de nos résultats avec ceux du Hall A.

Il est encore trop tôt pour établir des conclusions définitives. Mais en tout état de cause, l'étude réalisée au cours de cette thèse apportera de très fortes contraintes pour la paramétrisation des GPDs et donc de la structure du Nucléon dont les GPDs sont la plus complète description à ce jour.

Les GPDs ouvrent un large nouveau domaine d'investigation de la structure du Nucléon. Leur extraction à partir des données constitue un vaste et riche programme expéri-

mental nécessitant l'étude de différentes observables et pourra aboutir par un ajustement global sur toutes les données mondiales disponibles.

Dans un avenir proche et lointain, une riche moisson de données est prévue.

La seconde partie de la prise des données de l'expérience e1-DVCS [36] permettra de doubler la statistique des données que nous avons analysées. Une expérience utilisant une cible polarisée, toujours avec le détecteur CLAS de JLab, est également prévue. Elle propose de mesurer l'asymétrie de spin cible (TSA) du DVCS, qui est sensible principalement à la GPD \tilde{H} . Une expérience dédiée à l'étude du DVCS sur le neutron pourra, elle, fournir des mesures sensibles principalement à la GPD E .

La collaboration HERMES à DESY, disposant, nous le rappelons, d'une énergie de faisceau de 27 GeV, prend actuellement des données en ayant installé un détecteur de recul pour le proton de la réaction DVCS, assurant l'exclusivité de la réaction. A l'issue de cette expérience, l'asymétrie de spin faisceau (BSA) et l'asymétrie de charge faisceau (BCA) seront notamment mesurées, cette dernière observable, sensible à la partie réelle de l'amplitude DVCS, étant accessible à HERMES grâce au faisceau de positrons.

Dans quelques années, l'*upgrade* de JLab permettra d'obtenir une énergie de faisceau de 11 à 12 GeV et par conséquent d'explorer de nouveaux domaines cinématiques.

Bibliographie

- [1] C. Hadjidakis, Thèse de Doctorat, Université Paris 7 - Denis Diderot (2002).
- [2] M. Guidal, Nucl. Phys. A **751**, 180-191 (2005).
- [3] D. Adams *et al.*, Phys. Lett. B **357** (1995) 248.
- [4] P.L. Anthony *et al.*, Phys. Rev. D **54** (1996) 6620.
- [5] D. Müller, D. Robaschik, B. Geyer, F.M. Dittes et J. Horejsi, Fortsch. Phys. **42** (1994) 101.
- [6] X. Ji, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 610; Phys. Rev. D **55** (1997) 7114.
- [7] A.V. Radyushkin, Phys. Lett. B **380** (1996) 417. Phys. Rev. D **56** (1997) 5524.
- [8] J.C. Collins, L. Frankfurt et M. Strikman, Phys. Rev. D **56** (1997) 298.
- [9] M. Burkardt, Phys. Rev. D **62**, 071503 (2000) [Erratum-ibid. D **66**, 119903 (2002)].
Int. J. Mod. Phys. A **18**, 173 (2003).
- [10] M. Diehl, Eur. Phys. J. C **25**, 223 (2002) [Erratum-ibid. C **31**, 277 (2003)].
- [11] J.P. Ralston et B. Pire, Phys. Rev. D **66**, 111501 (2002).
- [12] K. Goeke, M.V. Polyakov et M. Vanderhaeghen, Prog. Part. Nucl. Phys. **47** (2001) 401.
- [13] M. Vanderhaeghen, P.A.M. Guichon et M. Guidal, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 5064,
Phys. Rev. D **60** (1999) 094017.

- [14] A. Airapetian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 182001.
- [15] N. Kivel, M.V. Polyakov et M. Vanderhaeghen, Phys. Rev. D **63** (2001) 114014.
- [16] S. Stepanyan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 182002.
- [17] P.A.M. Guichon et M. Vanderhaeghen, Prog. Part. Nucl. Phys. **41** (1998) 125.
- [18] I. Anikin *et al.*, Phys. Rev. D **62**, 071501 (2000).
- [19] A.V. Belitsky et D. Müller, Nucl. Phys. B **589**, 611 (2000).
- [20] M. Diehl *et al.*, Phys. Lett. B **411**, 193 (1997).
- [21] A.V. Belitsky, D. Müller, L. Niedermeier et A. Schafer, Nucl. Phys. B **593**, 289 (2001).
- [22] F.-X. Girod, Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur - Strasbourg (2006).
- [23] C. Adloff *et al.*, Phys. Lett. B **517**, 47 (2001).
- [24] S. Chekanov *et al.*, Phys. Lett. B **573**, 46 (2003).
- [25] A. Aktas *et al.*, Eur. Phys. J. C **44** (2005) 1.
- [26] C. Muñoz Camacho *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 262002.
- [27] L. Frankfurt, A. Freund et M. Strikman, Phys. Rev. D **58** (1998) 114001 et Phys. Rev. D **59** (1999) 119901E.
- [28] L. Favart, actes de la “11th International Conference on Elastic and Diffractive Scattering” (Oct. 2004), Blois, France, hep-ex/0510031.
- [29] A. Airapetian *et al.*, Phys. Rev. D **75** (2007), 011103(R).
- [30] S. Chen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 072002.
- [31] B.A. Mecking *et al.*, *The CEBAF Large Acceptance Spectrometer (CLAS)*, Nucl. Instr. Meth. A **503**, 513 (2003).

- [32] M.D. Mestayer *et al.*, *The CLAS drift chamber system*, Nucl. Instr. Meth. A **449**, 81 (2000).
- [33] E.S. Smith *et al.*, *The time-of-flight system for CLAS*, Nucl. Instr. Meth. A **432**, 265 (1999).
- [34] G. Adams *et al.*, *The CLAS Cherenkov detector*, Nucl. Instr. Meth. A **465**, 414 (2001).
- [35] M. Amarian *et al.*, *The CLAS forward electromagnetic calorimeter*, Nucl. Instr. Meth. A **460**, 239 (2001).
- [36] V. Burkert, L. Elouadrhiri, M. Garçon et S. Stepanyan (spokespersons), JLab Proposal E01-113 (2001) / E06-003 (2006).
http://www.jlab.org/exp_prog/generated/apphallb.html
http://www.jlab.org/exp_prog/proposals/01/PR01-113.pdf
- [37] P. Rosier, *Thermal design for the CLAS-DVCS calorimeter*, Note RDD 2004-02, IPN Orsay (2004).
- [38] E. Raully et J. Le Bris, *DVCS : Electronics setup*, Note interne (Octobre 2004).
- [39] E. Raully et J. Le Bris, *DVCS : Electronics tests*, Note interne (Octobre 2004).
- [40] CMS, The Electromagnetic Calorimeter Project, Technical Design Report, CERN/LHCC 97-33.
- [41] GEANT, Detector Description and Simulation Tool.
<http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/index.html>
- [42] F.-X. Girod et M. Garçon, *Simulation of CLAS/DVCS Inner Calorimeter : optimization of position resolution, edge effects and fiducial cuts, photon energy reconstruction, neutral pion events*, CLAS-Note 2005-001.
- [43] L. Morand, Thèse de Doctorat, Université Paris 7 - Denis Diderot (2003).
- [44] R. De Masi, Accès restreint :
<http://www.jlab.org/Hall-B/secure/e1-dvcs/rita/corrections/corrections.html>

- [45] R. Niyazov et S. Stepanyan, *DVCS Calorimeter Prototype Reconstruction and calibration procedures*, CLAS-Note 2005-007.
- [46] R. De Masi *et al.*, *Photon energy corrections in EC (from data)*, CLAS-Note 2006-015.
- [47] V. Korotkov et W.D. Nowak, Eur. Phys. J. C **23**, 455 (2002).
- [48] A.V. Belitsky, D. Müller et A. Kirchner, Nucl. Phys. B **629**, 323 (2002).
- [49] M. Ungaro et J. Li, *Procedure for Drift Chamber inefficiencies*, CLAS-Note 2003-006.
- [50] L.W. Mo et Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. **41** (1969) 205.
- [51] M. Vanderhaeghen *et al.*, Phys. Rev. C **62** (2000) 025501.
- [52] M. Guidal *et al.*, Phys. Rev. D **72** (2005) 054013.
- [53] A.V. Radyushkin, Phys. Lett. B **449** (1999) 81.
- [54] M.V. Polyakov et C. Weiss, Phys. Rev. D **60** (1999) 114017.

Résumé

Les Distributions de Partons Généralisées (GPDs), dont le formalisme a été introduit dans les années 1990, offrent la plus complète description de la structure (en quarks et gluons) du nucléon à ce jour. La Diffusion Compton Profondément Virtuelle (DVCS), qui correspond à l'électroproduction exclusive "dure" de photons sur le nucléon, est un processus clef parmi les réactions donnant accès aux GPDs. Une expérience dédiée à l'étude du DVCS s'est déroulée en 2005 avec le détecteur CLAS de Jefferson Lab, en utilisant un faisceau d'électrons polarisés de 5,776 GeV et une cible d'hydrogène. Pour cette expérience, nous avons construit et utilisé un calorimètre électromagnétique dédié capable de détecter le photon de l'état final. Les données acquises nous ont permis d'étudier le DVCS sur le plus vaste domaine cinématique jamais accédé pour cette réaction jusqu'à présent : $1 < Q^2 < 4,6 \text{ GeV}^2$, $0,1 < x_B < 0,58$, $0,09 < -t < 2 \text{ GeV}^2$. Les travaux réalisés au cours de cette thèse incluent notamment des travaux de simulation effectués dans le cadre de la préparation de l'expérience, l'étalonnage en temps d'un des sous-systèmes de CLAS, et l'analyse des données dont l'objectif a été l'extraction des sections efficaces non polarisées de la réaction étudiée et de la différence des sections efficaces polarisées, cette dernière observable étant linéairement proportionnelle aux GPDs. Les résultats obtenus sont confrontés aux calculs théoriques du DVCS basés sur une des paramétrisations des GPDs les plus abouties à ce jour.

Mots-clés : Structure du nucléon, Sonde électromagnétique, Diffusion Compton Profondément Virtuelle (DVCS), Distributions de Partons Généralisées (GPDs), Jefferson Lab, CEBAF, Détecteur CLAS, Hall B.

Abstract

The Generalized Parton Distributions (GPDs), introduced in the 1990's, provide the most complete description of the structure (in quarks and gluons) of the nucleon. The Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS), which corresponds to the "hard" exclusive electroproduction of photons on the nucleon, is a key process among the reactions allowing access to the GPDs. A DVCS-dedicated experiment was carried out in 2005 with the CLAS detector of Jefferson Lab, using a polarized electron beam of 5.776 GeV and a hydrogen target. For this experiment, we built and used a dedicated electromagnetic calorimeter capable of detecting the final-state photon. The collected data allowed us to study the DVCS in the widest kinematic range ever accessed for this reaction : $1 < Q^2 < 4.6 \text{ GeV}^2$, $0.1 < x_B < 0.58$, $0.09 < -t < 2 \text{ GeV}^2$. The work performed during this PhD includes simulation work done for the preparation of the experiment, timing calibration of one of the CLAS subsystems, and data analysis. The aim of the data analysis was the extraction of the unpolarized cross sections of the studied reaction and of the difference of the polarized cross sections, this latter observable being linearly proportional to the GPDs. The obtained results were compared to DVCS theoretical calculations based on one of the most up-to-date GPD parametrizations.

Keywords : Structure of the nucleon, Electromagnetic probe, Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS), Generalized Parton Distributions (GPDs), Jefferson Lab, CEBAF, CLAS detector, Hall B.